THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE

DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

Maurice DEGROIS

1re THÈSE : Phénomènes de relaxation des cavitations ultrasonores.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :
La Sonoluminescence.

Soutenues le 4 mai 1966 devant la commission d'examen :

MM. LUCAS *Président.*

AMIEL
LE CORRE } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA SOCIÉTÉ DE LA REVUE D'OPTIQUE
165, rue de Sèvres, PARIS 15e
1967

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences

de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE TITRE

DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

PAR

Maurice DEGROIS

1re THÈSE : Phénomènes de relaxation des cavitations ultrasonores.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :
La Sonoluminescence.

Soutenues le 4 mai 1966 devant la commission d'examen :

MM. LUCAS *Président.*

AMIEL
LE CORRE } *Examinateurs.*

ÉDITIONS DE LA SOCIÉTÉ DE LA REVUE D'OPTIQUE
165, rue de Sèvres, PARIS 15e
1967

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0022

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES DE PARIS

Doyen. . . . . M. ZAMANSKY

PROFESSEURS

PRENANT ..... T Anatomie et histologie comparée.
GRASSE ..... T Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST ..... T Chimie organique.
WYART..... T Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER ..... T Zoologie.
AUGER ..... T Physique quantique et relativité.
MONNIER ..... T Physiologie générale.
PIVETEAU ..... T Paléontologie.
ROCARD ..... T Physique (E. N. S.).
CARTAN ..... T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE ..... T Chimie générale.
N. ..... T Géométrie supérieure.
COULOMB ..... T Physique du globe.
Mlle COUSIN ..... T Biologie animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN ..... T Chimie minérale.
BOCQUET ..... T Zoologie.
KASTLER ..... T Physique (E. N. S.).
EPHRUSSI..... T Génétique.
GAUTHERET ..... T Biologie végétale (C. P. E. M.).
LUCAS R. ..... T Recherches physiques.
THOMAS A. ..... T Biologie cellulaire.
MORAND..... T Physique enseignement.
SOLEILLET ..... T Physique (C. P. E. M.).
FORTIER..... T Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH ..... T Zoologie.
QUENEY ..... T Météorologie et dynamique de l'atmosphère.
GALLIEN ..... T Embryologie.
EICHHORN ..... T Botanique.
DE CUGNAC ..... T Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mlle CAUCHOIS ... T Chimie physique.
THELLIER ..... T Physique du globe.
PONCIN ..... T Mécanique générale.
DUBREIL ..... T Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET ..... T Chimie organique.
CAGNIARD ..... T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER ..... T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER ..... T Micropaléontologie.
JUNG ..... T Géologie.
TRILLAT ..... T Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN ..... T Chimie organique et structurale.
VASSY ..... T Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES ..... T Théorie physique.
AMIEL ..... T Chimie générale.
HOCART ..... T Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J. P. ... T Physique optique.
COUTEAUX ..... T Cytologie.
CHOQUET ..... T Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN ..... T Biologie végétale marine.
JOST ..... T Physiologie comparée.
FORTET ..... T Calcul des probabilités et physique mathématique.
SCHWARTZ ..... T Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD ..... T Physiologie végétale.
MALAVARD..... T Aviation (technique aéronautique).
BRELOT ..... T Analyse supérieure.
NORMANT..... T Synthèse organique.
BENARD ..... T Chimie appliquée.
DUGUE ..... T Statistique mathématique.
SOULAIRAC..... T Psychophysiologie.
ULRICH ..... T Physiologie végétale appliquée.
KIRRMANN..... T Théories chimiques.
CHADEFAUD..... T Botanique.
Mlle LE BRETON .. T Physiologie de la nutrition.
LELONG ..... T Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS ..... T Anatomie et histologie comparées.
EHRESMANN ..... T Topologie algébrique.
FRANÇON ..... T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD ..... T Géographie physique, géologie dynamique.
DODEMENT ..... T Mathématiques (M. G. P.).
PISOT ..... T Technique mathématique de la physique.
ROCH ..... T Géologie.
SCHATZMANN ..... T Astrophysique.
TERMIER ..... T Géologie générale.
ZAMANSKY ..... T Mathématiques générales.
LENNUIER ..... T Physique (M. G. P.).
ROUTHIER ..... T Géologie appliquée.
Mme TONNELAT .. T Physique théorique.
DIXMIER ..... T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY ..... T Chimie générale.
AIGRAIN ..... T Électrotechnique.
BRUSSET ..... T Chimie systématique.
LEVY ..... T Physique théorique des hautes énergies.
Mme CHAIX ..... T Chimie biologique.
Mme HUREL PY .. T Biologie végétale (C. P. E. M.).
PANNETIER ..... T Chimie générale I.
BRUN ..... T Mécanique des fluides I.
Mme DUBREIL .... T Mathématiques (Agrégation).
Mme LELONG .... T Mathématiques II (E. N. S.).
BELLAIR ..... T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE..... T Physique électricité.
DUBOIS J. E. .... T Chimie organique physique.
LAMOTTE ..... T Zoologie (E. N. S.).
OLMER ..... T Énergétique générale.
GAUTHIER ..... T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ ..... T Chimie physique.
BROSSEL..... T Physique atomique.
BUSER ..... T Physiologie comparée.
CAMUS ..... T Physiologie végétale.
CURIEN ..... T Minéralogie et cristallographie.
POSSOMPES ..... T Zoologie.
PULLMANN..... T Chimie quantique.
TEILLAC ..... T Physique nucléaire et radioactivité.
VILLE ..... T Économétrie.
WILLEMART ..... T Chimie (C. P. E. M.).
FREYMANN ..... T Recherches physiques.
ROLLET ..... T Chimie minérale.
Mlle JOSIEN ..... T Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY ..... T Géométrie algébrique et théorie des groupes
GERMAIN ..... T Mécanique théorique des fluides.
LUCAS G. ..... T Géologie.
ALLARD ..... T Chimie physique.
BERTHELOT ..... T Physique des particules fondamentales.
BRICARD ..... T Météorologie.
Mme ALBE - FESSARD ..... T Psycho-physiologie.
M. JULIA ..... T Etude des molécules naturelles complexes.
MAGAT ..... T Physico-chimie des rayonnements.
Mlle QUINTIN .... T Électrochimie.
MONOD ..... T Chimie du métabolisme.
DE POSSEL ..... T Analyse numérique.
CHARLOT ..... T Chimie analytique.
CHATELET ..... T Chimie (C. P. E. M.).
MATTLER ..... T Physique (S. P. C. N.).
BOUISSIÈRES ..... T Radiochimie.
Mme COUTURE.... T Thermodynamique et mécanique physique.
FRANC ..... T Biologie animale (C. P. E. M.).
SCHNELL ..... T Botanique tropicale.
STOLKOWSKI ..... T Physiologie générale.
ACHER ..... T Chimie biologique.
BAUDOIN ..... T Biologie animale (C. P. E. M.).
BEAUMONT..... Biologie animale (S. P. C. N.).
BLAMONT ..... Géophysique ionosphère.
BOUREAU ..... T Botanique.
CURIE D. ..... Physique (M. G. P.).
DURAND DELGA .. T Géologie.
HELLER ..... T Physiologie végétale.
TORTRAT ..... T Calcul des probabilités.
CAILLEUX ..... T Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN..... Physique électricité.
DAUDEL ..... T Mécanique ondulatoire.
Mlle FOURCROY... Biologie végétale (S. P. C. N.).
Mme CHOQUET-BRUHAT ..... Mécanique analytique et mécanique céleste.
Mlle VEIL..... T Physiologie générale.
LWOFF ..... T Microbiologie.
SIESTRUNCK ..... T Mécanique physique et expérimentale.
CABANNES ..... T Mécanique générale.
CAIRE ..... T Géographie physique et géologie dynamique.
COMOLET ..... T Mécanique des fluides.
DELLOUE ..... T Physique de l'exosphère.
HOUILLON ..... Biologie animale (C. P. E. M.).
OLIVIER ..... Anthropologie.
SAMUEL ..... T Mathématiques (E. N. S. Jeunes filles).
THIRY ..... T Mécanique céleste.
ABELES ..... T Physique (S. P. C. N.).
AMAT ..... T Thermodynamique.
AUBOIN ..... T Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL ..... T Physique nucléaire et radioactivité.
BOUGIS ..... Biologie végétale marine, Villefranche-sur-Mer.
RIGAUDY ..... T Chimie (S. P. C. N.).
COLLONGUES ..... Chimie (C. P. E. M.).
DUBERT ..... Biochimie.

Nozières		Physique générale.
Cadiot		Chimie organique.
Ivanoff		Océanographie physique.
François		Zoologie.
Talbot		Génie chimique.
Mme Nougarede		Botanique.
Bruhat	T	Mathématiques (M. P. C.).
Fournet		Électricité générale.
Deheuvels	T	Mathématiques (propédeutique).
Furon	T	Géologie (S. P. C. N.).
Mme Gans	T	Génétique.
Geneves		Biologie végétale (C. P. E. M.).
Hupe	T	Pétrographie.
Hollande	T	Biologie générale.
Lions	T	Analyse numérique.
Maitte	T	Chimie organique.
Nicolas		Géologie appliquée.
Panigel		Biologie générale.
Ravier	T	Pétrographie.
Morel F.	T	Physiologie comparée.
Roseau	T	Mécanique théorique des fluides.
Roubine		Électronique (E. S. E.).
Silber	T	Chimie (C. P. E. M.).
Uebersfeld	T	Électronique.
Yvon	T	Théories physiques.
Hervé	T	Mathématiques.
Mme Pecker-Wimel	T	Astrophysique.
Balkanski		Physique (M. P. C.).
Le Corre	T	Électricité.
Nataf	T	Physique nucléaire et radioactivité.
Echalier		Biologie animale (C. P. E. M.).
Barraud	T	Physique (C. P. E M.).
Dars		Géologie structurale et appliquée.
Camefort	T	Botanique (agrégation).
Vichniewsky	T	Mécanique industrielle.
Sigwalt	T	Chimie (S. P. C. N.).
Blaquière		Electronique.
Baruch		Physique (propédeutique.)
Arnous	T	Physique théorique.
Slonimski		Génétique.
Malliavin	T	Mathématiques (propédeutique).
Gaudemar		Chimie (propédeutique).
Brousse	T	Mécanique théorique.
Rösch	T	Astronomie.
Guy	T	Physique expérimentale.
Lazard	T	Mathématiques (M. P. C.).
Morel P.		Physique (M. P. C.).
Arsac		Programmation.
Lefebvre		Chimie (M. P. C.).
Bok		Physique (propédeutique).
Chapeville		Biochimie.
Benoit		Physique (C. P. E. M.).
Rio		Chimie (C. P. E. M.).
Jauzein		Géologie (E. N. S.).
Prevost G.		Biologie végétale (C. P. E. M.).
Favard P.		Biologie animale (C. P. E. M.).
Mme Charniaux-Cotton		Évolution des êtres organisés.
Mlle Ficini		Chimie (C. P. E. M.).
Lequeux		Astronomie.
Cohen-Tannoudji		Physique atomique.
Tavernier		Physique (C. P. E. M.).
Durand M.		Biologie animale (S. P. C. N.).
Pascaud		Physiologie.
Mme Petit		Biologie animale (C. P. E. M.).
Cagnac		Physique (agrégation).
Falk-Vairant		Physique nucléaire.
Krasner	T	Mathématiques.
Benzecri	T	Statistiques.
Vinh Mau		Physique (M. G. P.).
Duquesnes		Physique (C. P. E. M.).
Schutzenberger		Programmation.
Tremillon		Chimie (M. P. C.).
Fayard		Chimie (M. P. C.).
Buvet		Chimie (C. P. E. M.).
Authier		Physique (M. P. C.).
Picinbono	T	Physique (C. P. E. M.).
Bonnefille		Électrotechnique.
Mme Puiseux-Dao		Biologie végétale.

Le Secrétaire Général: R. Poullain.

FACULTÉ DES SCIENCES D'ORSAY

PROFESSEURS

Mangenot G.	T	Biologie végétale.
Jacquinot P.	T	Optique.
Guinier A.	T	Électricité et physique des solides.
Grivet P.	T	Électronique.
Blanc-Lapierre A.	T	Accélérateur linéaire.
L'héritier P.	T	Génétique des virus.
Lemée G.	T	Ecologie végétale.
Moyse A.	T	Physiologie végétale.
Dode M.	T	Chimie thermodynamique.
Deny J.	T	Mathématiques.
Rivière A.	T	Géologie générale et sédimentologie.
Michel A.	T	Chimie minérale.
May R.	T	Anatomie comparée.
Delange H.	T	Mathématiques.
Chapelle J.	T	Physique expérimentale.
Lacombe P.	T	Métallurgie.
Benoit P.	T	Physiologie générale.
Guinochet J.	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).
Néron A.	T	Mathématiques.
Nozeran R.	T	Botanique approfondie.
Castaing R.	T	Thermodynamique.
Ellenberger F.	T	Géologie structurale.
Lederer E.	T	Chimie biologique.
Rizet J.	T	Génétique.
Lender T.	T	Biologie animale (S. P. C. N.)
Poitou G.	T	Mathématiques.
Fréon P.	T	Chimie organique.
Tonnelat	T	Biologie physico-chimique.
Brunn Jan	T	Géologie historique.
Jean M.	T	Physique nucléaire.
Bergerard J.	T	Zoologie.
Roger J.	T	Paléontologie.
Lefort M.	T	Chimie nucléaire.
Lagarrigue A.	T	Physique des hautes énergies.
Jullien J.	T	Chimie structurale organique.
Arnulf A.	T	Optique.
Rouault M.	T	Diffraction électronique.
Maréchal A.	T	Optique théorique et appliquée.
Mazet R	T	Mécanique générale.
David S.	T	Chimie (agrégation).
Guérin H.	T	Chimie des gaz et des combustibles.
Lesieur L.	T	Mathématiques (M. P. C.) et algèbre.
Kourganoff	T	Astronomie.
Arnoult P.	T	Physique électronique.
Kahane J. P.	T	Mathématiques.
Brochard J.	T	Physique (propédeutique).
Mme Roizen	T	Physique (C. P. E. M.).
Bertein F.	T	Électronique.
Malgrange B.	T	Mathématiques.
Corabœuf E.	T	Physiologie animale.
Friedel J.	T	Physique des solides.
Chevaugeon J.	T	Cryptogamie.
Meyer P.	T	Physique théorique et atomique.
Lehmann P.	T	Accélérateur linéaire.
Chabbal R.	T	Physique (propédeutique).
Delcroix J. M.	T	Physique des plasmas.
Cerf J.	T	Mathématiques.
D'Espagnat B.	T	Physique théorique.
Schaeffer P.	T	Microbiologie.
De Gennes P.	T	Physique des solides.
Mme Marty N.		Physique (propédeutique).
Gourdin M.		Physique théorique.
Perez-Y-Jorba		Physique (propédeutique).
Gorenflot E.		Biologie végétale (S. P. C. N.).
Riou M.		Physique nucléaire.
Brousse R.		Géologie (S. P. C. N.).
Lioret C.		Physiologie végétale.
Clauser H.		Chimie biologique.
Jancovici B.		Physique atomique.
Lurcat J.		Physique (propédeutique).
Le Berre J.		Entomologie.
Lavorel J.		Biophysique.
Perio P.		Physique (propédeutique).
Fetizon M.		Stéréochimie.
Chemla M.		Chimie des isotopes.
Mazières C.		Chimie (S. P. C. N.).
Vilkas M.		Chimie (C. P. E. M.)
Blandin A.		Physique des solides.
Brun G.		Génétique.
Mercouroff		Physique (agrégation).
André J.		Microscopie électronique.
Chevallier F.		Physiologie animale.
Mlle Marcou		Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
Bourdu R.		Physiologie végétale.
Berkaloff A.		Biologie animale (C. P. E. M.).
Mlle Lefort M.		Biologie cellulaire (C. P. E. M.).
Mme Lambert		Physique (C. P. E. M.).
Bizot J. C.		Physique (M. P. C.).
Guiraud J. P.		Mécanique.
Labouesse B.		Chimie (S. P. C. N.).

PHÉNOMÈNES DE RELAXATION DES CAVITATIONS ULTRASONORES

par

Maurice DEGROIS *

SOMMAIRE. — *Cet article se divise en quatre parties : tout d'abord description qualitative du phénomène de cavitation en partant des manifestations visibles (geyser, aérosol, mouvements dans le liquide, bulles, etc...) ; ensuite étude physique des conditions de l'apparition et de la persistance du phénomène en fonction de la puissance ultrasonore, de la pression d'un gaz, de la température, etc... et dénombrement de ses paramètres ; puis analyse, théorique du mécanisme du phénomène pour aboutir à une expression mathématique de la durée des deux états de cavitation en fonction de la puissance ultrasonore ; enfin étude des relations entre le phénomène de relaxation et différents effets produits par les cavitations.*

PLAN. — *Introduction.* • 1re *partie* : ***Description du phénomène.*** *I. Observations générales des manifestations de la cavitation liées à la périodicité des deux états. II. Matériel et méthode.* • 2e *partie* : ***Étude expérimentale du phénomène.*** *Etude préliminaire de l'influence des principaux paramètres liés à la relaxation — Paramètres caractéristiques de la relaxation.* • 3e *partie* : ***La cavitation de gaz et la cavitation de vapeur.*** *Etude physique et théorique de leur relaxation.* • 4e *partie* : ***Quelques applications du phénomène de relaxation des cavitations.*** *Étude des effets chimiques, de la sonoluminescence, des effets érosifs.* • *Conclusion.* • *Bibliographie (73 réf.).*

INTRODUCTION

On sait, depuis longtemps, que la cavitation est responsable de certains effets produits dans des liquides ou sur des matériaux qui s'y trouvent immergés. On compte plus de 7 000 références dans la bibliographie non exhaustive de Bergmann [1] entre 1927 et 1956 et, depuis cette date, le nombre ne cesse de croître. Cette multitude de travaux sur la cavitation, ses causes et ses effets reflète bien le caractère important et complexe de cette dernière par suite de sa dépendance de nombreux paramètres et conditions expérimentales. Son étude est donc généralement abordée dans des conditions expérimentales précises en cherchant à limiter le nombre de variables.

C'est au cours des recherches sur la cavitation produite dans des liquides soumis à des ultrasons de haute fréquence, que nous avons été amenés [2] à observer un phénomène qui, jusqu'à ce jour, était passé inaperçu aux yeux des expérimentateurs et était la principale cause des divergences de leurs résultats.

A puissance ultrasonore constante, le phénomène consiste en l'apparition ou la disparition de manifestations qui résultent de la cavitation, et se traduit par deux états distincts qui peuvent être périodiques entre certaines limites des conditions expérimentales. La durée de chaque état peut être de quelques secondes ou de plusieurs minutes selon ces mêmes conditions. La durée d'un état est une fonction inverse de l'autre. Le changement des états est discontinu, le processus du déroulement ne peut être suivi à l'œil nu.

PREMIÈRE PARTIE

DESCRIPTION DU PHÉNOMÈNE

OBSERVATIONS GÉNÉRALES DES MANIFESTATIONS DE LA CAVITATION LIÉES A LA PÉRIODICITÉ DES DEUX ÉTATS

1. Premier état de la cavitation du liquide.

Lorsqu'on soumet un liquide pur ou une solution, saturés en gaz, à un rayonnement ultrasonore de fréquence 1 MHz et d'énergie relativement faible, mais légèrement supérieure au seuil de cavitation, on obtient tout d'abord un dégazage qui se manifeste par la formation de bulles gazeuses s'élevant lentement vers la surface. Après quelques secondes d'irradiation, le seuil de dégazage est atteint. Les bulles gazeuses deviennent plus ténues. Quelques-unes sont maintenues en vibration sur des plans équidistants de $\lambda/2$, λ étant la longueur d'onde du rayonnement ultrasonore ; d'autres arrivent néanmoins à se libérer. Elles se déplacent alors par petits bonds saccadés vers la surface libre du liquide. Tant que la puissance ultrasonore demeure faible, les plans des ondes stationnaires ne sont pas perturbés et sont visibles à l'œil nu. Le nombre et le diamètre des

* Station de Biochimie et physico-chimie des céréales, I.N.R.A., 91 - Massy.

bulles restent faibles ; il en est de même des mouvements du liquide. Au fur et à mesure que la puissance ultrasonore augmente, les bulles deviennent alors plus grosses et plus nombreuses, et les mouvements du liquide s'accentuent. La pression de radiation reçue par les bulles est supérieure la force qui les maintient oscillantes sur les plans de vibration. Les bulles se déplacent dans le liquide, entraînées par des mouvements tourbillonnaires. Le taux d'ondes stationnaires dans le liquide diminue ; les bulles, moins attachées aux plans d'ondes, grossissent rapidement et engendrent des perturbations importantes du champ ultrasonore ainsi qu'une absorption de l'énergie ultrasonore. Deux vortex importants glissent le long des parois de la cuve. A la surface du liquide, en l'occurence de l'eau, un geyser atteint une hauteur de 3 à 4 cm et l'on peut noter la présence d'un aérosol d'une hauteur de 4 à 5 cm. Le bruit de cavitation devient audible à l'extérieur de la cuve.

Les bulles et les mouvements du liquide conservent le même aspect lorsqu'on maintient constantes les conditions expérimentales.

Toutes ces manifestations caractérisent le premier état de la cavitation du liquide, celui que l'on appelle généralement la cavitation de gaz du liquide.

2. Deuxième état de la cavitation du liquide.

Si les conditions expérimentales restent constantes, en augmentant la puissance ultrasonore qui se trouvait précédemment à une valeur relativement faible, on assiste, à partir d'une certaine puissance ultrasonore que l'on appellera « *puissance ultrasonore de passage* P_p », à un soudain bouleversement au sein du liquide. L'aspect de celui-ci est toutefois différent. C'est l'apparition du deuxième état. La période de transition entre les deux états est très brève, de l'ordre de quelques millisecondes. On ne peut que constater leurs phases extrêmes. Pour suivre le déroulement intégral du phénomène, il serait nécessaire de le filmer à grande vitesse.

Le deuxième état se distingue du précédent par les caractères suivants :

α) le liquide paraît sans bulles, car toutes les bulles gazeuses ont disparu pendant la période de transition d'un état à l'autre. Les bulles les plus fines se sont redissoutes dans la solution, pendant que les plus grosses se rassemblent en grappes de quelques bulles et se déplacent par bonds rapides et saccadés jusqu'à leur libération à la surface ;

β) on note un chuintement perceptible en approchant l'oreille de la cuve.

C'est un bruit qui ressemble à celui de l'ébullition d'un liquide. Son niveau est très supérieur à celui que l'on entendait dans le premier état. Si la puissance ultrasonore est relativement faible, le bruit de cavitation est cependant intense bien qu'aucune bulle ne soit visible. Elles n'apparaîtront que si la puissance ultrasonore devient supérieure à une certaine valeur. On obtient un autre type de bulles. Celles-ci sont d'ailleurs moins nombreuses et deviennent plus grosses que les bulles gazeuses. Leur aspect est très différent. Elle se déplacent très vite. Il semble que leur contour n'est pas sphérique et qu'il est soumis à de nombreuses pulsations. Elles sont plus brillantes à la lumière et ressemblent à des poches de vapeur dans un liquide en ébullition ;

γ) la hauteur du geyser est augmentée. La surface est plus agitée et présente une vibration particulière. Si dans le premier état on notait un aérosol plus ou moins dense, dans le deuxième état sa densité est nettement augmentée ;

δ) à l'intérieur du liquide les mouvements sont ralentis. Le liquide a l'apparence visqueuse ; les deux vortex ont disparu.

3. Apparition de la relaxation des deux états de la cavitation.

Si l'on maintient la valeur de la puissance ultrasonore à une valeur légèrement supérieure à celle de P_p, on constate, après un certain temps, que l'état du liquide, appelé précédemment deuxième état, disparaît aussi soudainement qu'il était apparu et le premier état se rétablit avec les mêmes manifestations. Si la température de la solution est constante, à nouveau, après quelques instants, on retrouve le passage à l'état II, et ainsi indéfiniment, avec sensiblement la même périodicité, si les conditions expérimentales restent inchangées.

La variation de la puissance ultrasonore ou de la température entraîne celle de la durée des états et de leur périodicité.

L'augmentation de la puissance ou de la température se traduit par une diminution de la durée de l'état I, tandis que la durée de l'état II croît. La puissance ultrasonore et la température sont donc en rapport direct avec le phénomène. C'est ce que nous étudierons plus loin. Si l'on augmente la puissance ultrasonore au-dessus d'une certaine valeur P_f, la périodicité des états disparaît, et l'état II s'établit en permanence. La relaxation des deux états apparaît donc dans une plage de puissances $P_p - P_f$ qui dépend des conditions expérimentales. Les durées des deux états seront prises pour base de l'étude de l'influence des différents paramètres expérimentaux : puissance, température, volume, nature et concentration des solutions, etc... ; elles peuvent varier entre quelques dixièmes de seconde et plusieurs minutes. Les observations visuelles de la relaxation montrent qu'elle est liée au développement des bulles dans les solutions, donc à différents aspects de la cavitation.

Pour la suite de l'étude nous définirons préalablement les deux types de cavitation et les paramètres caractéristiques de la relaxation.

La cavitation de gaz, ou « pseudo-cavitation » pour les hydrauliciens, est la formation de bulles de gaz dans une phase liquide par diffusion du gaz dissous vers des noyaux de cavitation présents.

Dans cette cavitation, la quantité de gaz dans la

bulle est très grande par rapport à la quantité de vapeur.

La cavitation de vapeur ou « cavitation vraie » pour les hydrauliciens, est la vaporisation et la condensation du liquide pendant les phases du cycle de pression, à partir des bulles de gaz ou des noyaux présents.

Dans cette cavitation, la quantité de gaz à l'intérieur de la cavité est très faible par rapport à la quantité de vapeur.

Nous appellerons :

P_p puissance ultrasonore de passage à la relaxation,

P_f puissance ultrasonore finale de passage à la relaxation,

P_e puissance ultrasonore correspondant à la durée t_e,

P_c puissance caractéristique de la relaxation ; elle représente : P_p, P_e et P_f,

t_1 durée de l'état I de la relaxation,

t_2 durée de l'état II de la relaxation,

t_e durée pour laquelle les temps t_1 et t_2 des deux états sont égaux,

T_p température de la solution correspondant à la puissance ultrasonore de passage P_p à la relaxation,

T_e température de la solution correspondant à la puissance ultrasonore P_e,

T_f température de la solution correspondant à la puissance ultrasonore P_f.

II. MATÉRIEL ET MÉTHODE.

Matériel

Les études ont été effectuées avec l'appareillage suivant dont une vue d'ensemble est représentée à la figure 1.

1. Générateur ultrasonore.

Le générateur ultrasonore utilisé, de conception classique, est de fréquence 1 MHz et de puissance haute fréquence 60 watts. La tension de sortie du générateur devant être rigoureusement constante, l'alimentation du générateur est stabilisée. La tension de sortie peut varier linéairement.

Cette linéarité est en effet importante car l'amplitude de la vibration du quartz piézoélectrique est proportionnelle à cette tension et l'intensité ultrasonore au carré de celle-ci.

Le réglage du générateur à la fréquence de résonance du transducteur s'effectue à l'aide d'un condensateur variable inséré dans le circuit oscillant.

2. Transducteur.

On utilise un quartz piézoélectrique de diamètre 4 cm et d'épaisseur 2,8 mm, cette épaisseur étant imposée par la fréquence désirée. Le quartz est collé par de l'araldite à un matériau inoxydable (acier inox 18/8, épaisseur 5,6 mm), dont la face extérieure est en contact direct avec le liquide. On a choisi ce matériau afin de pouvoir traiter la plupart des solutions sans risque de corrosion.

Ce type de transducteur de surface émettrice active de 12 cm^2 est couramment employé pour les traitements médicaux. On le désigne alors sous le nom de « tête ultrasonore ».

La puissance ultrasonore maximale émise par celle-ci a été évaluée à $P = 50$ watts, à l'aide d'une balance du type Siemens basée sur la mesure de la pression de radiation. Cette tête ultrasonore est vissée à la base de la cuve de traitement, l'irradiation ultrasonore du liquide se faisant verticalement.

3. Cuve de traitement.

La cuve de traitement de forme parallélipipédique a deux faces opposées en glace pour permettre les observations. Les deux autres faces en métal inoxydable d'épaisseur 12 mm sont évidées sur une partie de leur surface pour permettre la circulation d'une eau thermostatée. La température de la solution est maintenue pendant les traitements à la valeur désirée à $\pm$ 1 °C.

Les dimensions intérieures de la cuve sont de 45 mm $\times$ 45 mm $\times$ 100 mm. Son volume est de 200 cm^3 environ.

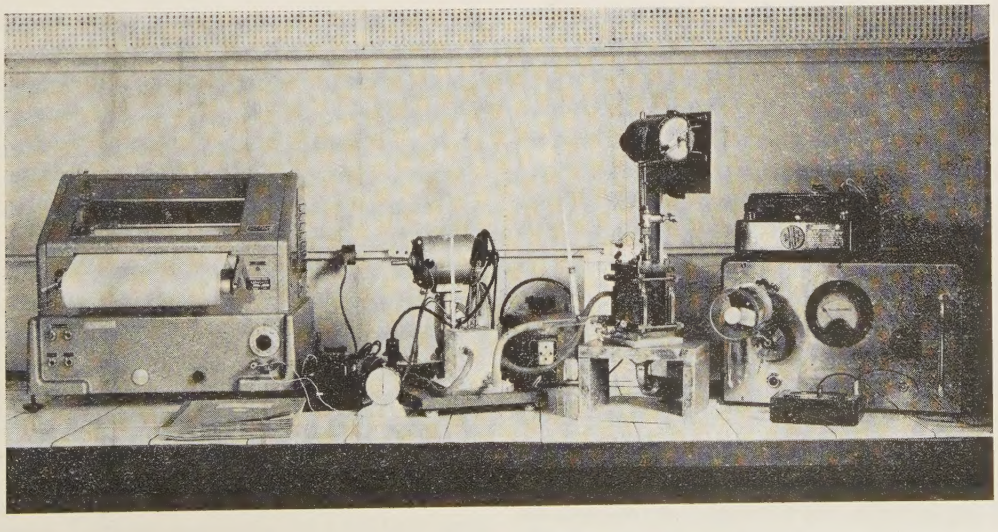

FIG. 1. — Vue d'ensemble de l'appareillage.

Pendant les traitements, la cuve est fermée par un couvercle sur lequel sont des ouvertures taraudées aménagées pour l'introduction ou le prélèvement des solutions, pour recevoir un thermomètre ou un thermocouple ou pour effectuer le vide ou comprimer la solution. Pour les traitements sous pression d'un gaz, un orifice central sur le couvercle permet le passage d'un axe d'agitateur à travers un presse-étoupe.

4. Hydrophone.

Un hydrophone est utilisé pour permettre l'enregistrement du bruit global de cavitation. Ses caractéristiques n'ont pas besoin d'être spécialement mentionnées. On a toutefois vérifié que sa courbe de réponse n'entraînait pas de désaccord avec l'amplitude du bruit mesurée à l'ouïe. Cet hydrophone se compose d'une tige de verre de diamètre 0,5 cm, de longueur 20 cm ; l'extrémité de la tige plongeant dans la solution est effilée. Sur la partie de la tige non effilée et à l'extérieur de la cuve est fixé un microphone à contact du type électrodynamique. La tige de verre a pour rôle de transmettre le bruit des bulles de cavitation au microphone en perturbant le moins possible le champ ultrasonore. Ce microphone est relié au galvanomètre suiveur de spot pour l'enregistrement en continu du bruit de cavitation, et à un amplificateur de puissance dont la sortie est adaptée à un haut-parleur pour suivre auditivement la cavitation.

5. Thermocouples pour les mesures de l'intensité ultrasonore ou de la température instantanée.

L'intensité ultrasonore et la température de la solution sont mesurées à l'aide de deux thermocouples cuivre-constantan distincts. Ils sont de types sensiblement différents pour les deux mesures. Celui mesurant la température a ses deux soudures nues.

Le thermocouple de mesure de l'intensité, par contre, a ses deux soudures de très faible volume séparées seulement de 1 à 2 mm dans la solution, éliminant ainsi la température de la solution. La soudure chaude est enrobée d'un matériau absorbant les ultrasons (polythène) ; l'autre soudure est nue.

Le corps absorbant peut être assimilé à une sphère de 2 mm de diamètre environ. Ce faible volume permet de supposer en première approximation que l'absorption est assez homogène pour qu'il n'y ait pas de gradient de température entre la surface et le centre de la sphère. Dans ce cas, l'énergie ultrasonore absorbée, et par conséquent la chaleur produite dans la sphérule, est uniforme dans tout le volume. La force électromotrice du thermocouple est alors sensiblement proportionnelle à la différence de température entre les deux soudures. Puisque la température du liquide est éliminée, seule intervient la dégradation de l'énergie ultrasonore dans l'absorbant. Cette dégradation de l'énergie, autrement dit la différence de température entre la soudure chaude et la soudure froide, est proportionnelle dans une certaine mesure à la densité d'énergie ultrasonore au point considéré, c'est-à-dire à l'intensité ultrasonore. Le thermocouple classique de température est ainsi transformé en thermocouple d'intensité. Il est évident que c'est seulement une faible partie de l'énergie ultrasonore qui est absorbée dans le polythène et est transformée en chaleur. Cette sonde ne perturbe donc pratiquement pas le champ ultrasonore ; elle paraît tout à fait valable pour faire ces mesures. Le thermocouple a en tout cas le mérite d'être un dispositif sensible et facile à utiliser ; il a d'ailleurs déjà été très souvent employé [3 à 8], etc.

Dans les études présentées, les thermocouples sont reliés à l'enregistreur galvanomètre suiveur de spot. L'amplitude du signal enregistré est alors sensiblement proportionnelle pour les variations considérées à l'intensité ultrasonore, ou à la température de la solution, selon le type de thermocouple employé.

Étalonnage du thermocouple d'intensité.

On opère avec de l'eau complètement dégazée maintenue à la température de 25 °C. Les soudures du thermocouple sont placées au centre du volume de liquide. Pour éviter un regazage trop rapide du liquide, la puissance ultrasonore est limitée à environ 20 watts. Puisqu'il n'y a pas de cavitation (liquide dégazé), on ne constate en effet pratiquement aucun mouvement dans le liquide, l'intensité I est proportionnelle à la puissance ultrasonore P et il est alors possible d'extrapoler I jusqu'à la puissance maximale du générateur.

Le thermocouple est relié au galvanomètre suiveur de spot. Lorsque la puissance ultrasonore est appliquée au liquide, on obtient une déviation du spot mesurable en centimètres. A une puissance donnée, l'amplitude de la déviation reste constante. Cette puissance est par ailleurs connue ; elle a été mesurée (*) dans les mêmes conditions de dégazage et de température. L'intensité ultrasonore pour le même liquide est alors donnée en se basant sur la définition de celle-ci, par la relation suivante :

$$I \text{ W/cm}^2 = P/S \text{ W/cm}^2,$$

S étant la surface du transducteur et P la puissance ultrasonore émise par celle-ci.

La fonction d'étalonnage du thermocouple s'écrit alors : $\delta = K.I$, où : K est une constante fonction de la sensibilité du thermocouple et de l'appareil de mesure, δ est la déviation du spot qui peut être exprimée en centimètres, en μA ou directement en W/cm².

Dans l'étude qui suivra, on n'emploiera pas les termes « intensité ultrasonore », mais l'expression « densité de puissance », comme le préconise notamment Henry [9] qui fait remarquer que si la définition de l'intensité n'est pas limitée à des champs libres, en pratique cependant, c'est seulement dans un champ libre que l'intensité peut être mesurée (intensité d'ondes planes dans un champ libre sans perte).

(*) A l'aide de la balance Siemens.

En effet, il n'y a pas de sonde qui puisse intégrer vectoriellement le flux d'énergie ultrasonore venant de différentes directions, à travers une surface plane imaginaire, de petite étendue, orientée dans une position fixe.

Notons que la densité de puissance que nous désignerons par I est mesurée en unités de puissance par unité de surface, tandis que la densité d'énergie E signifie l'énergie par unité de volume.

Dans un champ libre idéal, on peut alors écrire :

(densité d'énergie).(célérité du son)

= (densité de puissance).

Joules/cm³ . c m/s = W/cm²

Méthode

Les deux états diffèrent par un certain nombre de manifestations et par la variation de certains paramètres : augmentation de la hauteur du geyser, de l'amplitude du bruit de cavitation, de la valeur de la densité de puissance ultrasonore, de la température, etc. C'est l'un ou l'autre de ces paramètres que nous prendrons comme facteur d'enregistrement et nous les mesurerons à l'aide des thermocouples ou de l'hydrophone décrits précédemment.

L'étude de la durée des états qui se reproduisent alternativement dans le temps et celle des paramètres caractéristiques du phénomène en fonction des conditions expérimentales seront la base de la méthode employée pour comprendre le phénomène de relaxation observé.

DEUXIÈME PARTIE

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU PHÉNOMÈNE

ÉTUDE PRÉLIMINAIRE DE L'INFLUENCE DES PRINCIPAUX PARAMÈTRES LIÉS A LA RELAXATION PARAMÈTRES CARACTÈRISTIQUES DE LA RELAXATION

On étudie les durées des états en fonction des conditions expérimentales et l'on en déduit en même temps les paramètres caractéristiques P_p, P_e, P_f, etc. C'est la variation de l'amplitude du bruit de cavitation (Fig. 2), que nous utilisons ici pour déterminer les variations des durées t_1 et t_2 en fonction de divers facteurs.

Les résultats présentés sont relatifs à une solution de KI (*) de concentration 50 %, de volume 20 cm³ correspondant à une hauteur de 1 cm de solution dans la cuve. La température de la solution est de 25 °C ± 1.

(*) On a choisi le KI parmi tous les autres corps possibles. En effet, on l'utilise dans l'une des applications du phénomène de relaxation : les actions chimiques de la cavitation (cf. 4e partie) ; l'iode libéré par le rayonnement ultrasonore étant facilement mesurable, il est pris comme critère des actions chimiques. D'autres chercheurs [10 à 15] l'ont aussi utilisé.

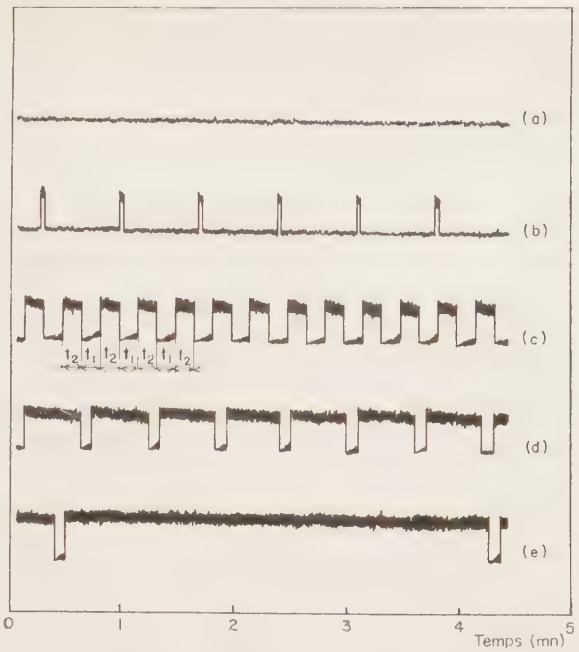

FIG. 2. — Enregistrements de l'intensité du bruit de cavitation. Mise en évidence de la variation de la durée des états avec la puissance ultrasonore.
a) puissance ultrasonore ; 21 watts, état I,
b) puissance ultrasonore : 23,5 watts, apparition de l'état II,
c) puissance ultrasonore : 30 watts, même durée de l'état I et de l'état II, $t_1 = t_2 = t$,
d) puissance ultrasonore : 32,5 watts, augmentation de la durée de t_2 par rapport à la durée t_1,
e) puissance ultrasonore : 40 watts, augmentation de la durée t_2 par rapport à la durée t_1.

1. Influence de la puissance ultrasonore, du volume, de la concentration et de la nature de la solution.

Lorsque l'énergie ultrasonore appliquée à la solution est croissante, on constate que jusqu'à la puissance $P = 21$ watts, la solution se trouve continuellement dans l'état I (Fig. 2*a*). A la puissance $P = 23{,}5$ watts, l'état II fait soudain son apparition et se reproduit périodiquement (Fig. 2*b*). La valeur de P_p est légèrement dépassée. La durée t_1 est supérieure à la durée t_2.

En augmentant la puissance au-delà de P_p, la valeur de t_1 diminue tandis que celle de t_2 croît.

A la puissance $P_e = 30$ watts, la durée t_1 devient égale à t_2 (Fig. 2*c*).

En augmentant la puissance ultrasonore au-delà de P_e, t_1 diminue lentement tandis que t_2 croît rapidement (Fig. 2*d* et 2*e*).

Pour les puissances respectives de 32,5 watts et 40 watts, t_1 est de 6 s et de 4 s ; t_2 de 30 s et de 3 mn 45 s. Pour la puissance $P = 42$ watts, t_1 se réduit à la durée moyenne de 1 s ; la durée t_2 est déjà de 8 mn. A de telles valeurs, la périodicité des états n'est plus respectée. On est à la limite du P_f. Pour une puissance très légèrement supérieure, l'état I décroche et l'état II s'établit indéfiniment. Il en est de même du P_p qui correspond à la limite inférieure de la puissance à laquelle s'établit l'état I d'une manière continue,

En partant des enregistrements du type précédent (Fig. 2), les variations des durées t_1 et t_2 en fonction de la puissance ultrasonore peuvent être représentées pour les paramètres volume et concentration, par les courbes des figures 3 et 4. Ces courbes précisent que les durées t_1 et t_2 varient en sens inverse selon des fonctions différentes. On montrera (cf. 3e partie) que ces courbes peuvent être représentées par une fonction logarithmique de la puissance ultrasonore.

A l'aide des courbes des figures 3 et 4, il est facile de représenter la variation de t_e et P_e en fonction de la concentration et du volume de la solution. On

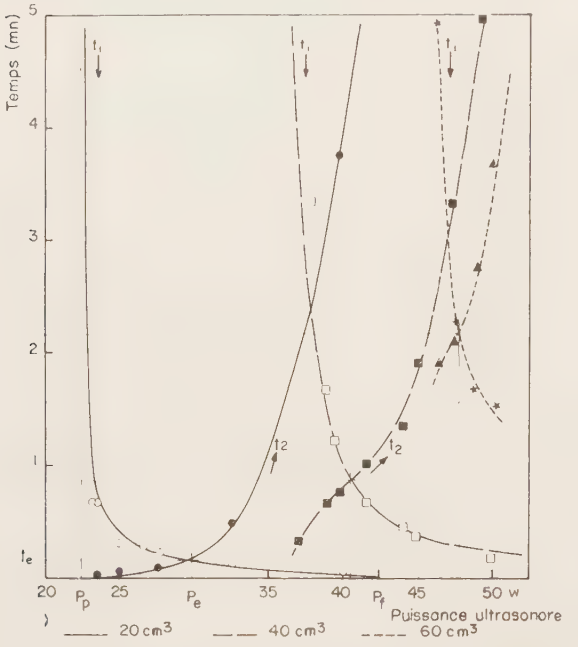

FIG. 3. — Variation des durées t_1 et t_2 des deux états en fonction de la puissance ultrasonore pour différents volumes de solution de KI à 50 %. Mise en évidence de P_p, P_e, P_f pour le volume de 20 cm³.

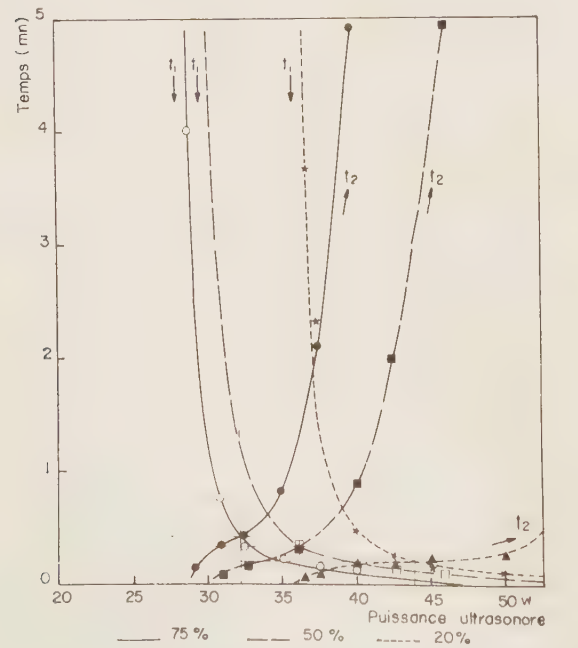

FIG. 4. — Variation des durées t_1 et t_2 des deux états en fonction de la puissance ultrasonore pour différentes concentrations de solution de KI de volume : 30 cm³.

constate alors d'une part que t_e croît avec la concentration, P_e par contre diminue, d'autre part t_e et P_e croissent avec le volume de la solution. On obtient également les mêmes types de courbes pour de nombreuses autres solutions (acides, basiques, salines, etc.) dans lesquelles se produit le phénomène de relaxation. Les valeurs des paramètres caractéristiques dépendent alors de la nature de la solution.

2. Influence du volume des gaz présents dans la solution.

Le seuil de cavitation d'une solution ainsi que le développement de cette cavitation dépendent du taux de gaz dissous dans la solution. Si la solution est initialement dégazée, la cavitation de gaz ne se forme pas ou reste à un stade de développement très limité. Le phénomène de relaxation étant lié à la cavitation devrait donc dépendre du taux de gaz de la solution, c'est-à-dire du nombre et du volume des bulles de cavitation formées.

Les résultats suivants permettent de répondre à cette question :

α) en partant d'une solution normalement saturée en gaz, si on fixe les conditions expérimentales de façon à produire l'état II, le temps écoulé entre le début de l'irradiation ultrasonore et l'apparition du premier passage à l'état II correspond sensiblement au temps nécessaire pour atteindre le seuil de dégazage de la solution ;

β) en partant d'une solution partiellement dégazée, on constate que l'apparition de l'état II a lieu à une puissance ultrasonore P_p d'autant plus grande que la solution est plus regazée ;

γ) le barbotage d'un gaz dans la solution empêche l'apparition de l'état II ;

δ) une solution sursaturée en gaz avant l'irradiation ultrasonore voit apparaître un retard à l'établissement de l'état II.

En conclusion, il semble que :

a) la relaxation se produit plus facilement dans une solution de teneur moyenne en gaz ;

b) si le volume de gaz est grand (sursaturation) l'apparition de l'état II et l'établissement d'une relaxation ne se produisent pas, car les bulles grossissent trop rapidement, ce qui entraîne une perturbation importante du champ ultrasonore ;

c) la cavitation dépendant dans une certaine mesure des gaz dissous, la relaxation devrait donc être fonction de la solubilité du gaz et par suite liée à sa nature.

On a pu constater que la relaxation ne se produit pas dans une solution qui a dissous du CO_2 et qui est irradiée en présence de ce gaz (*).

3. Influence de la température de la solution.

Si la puissance ultrasonore appliquée à la solution est maintenue à une valeur légèrement supérieure à

(*) On peut attribuer cet effet à la valeur élevée du coefficient de solubilité du CO_2 dans l'eau. A 20 °C il est environ 40 fois celui de l'air [16].

P_f, et que l'on diminue la température de la solution, la relaxation réapparaît à une certaine température. *On constate alors qu'une diminution de température produit le même effet sur le phénomène qu'une diminution de la puissance ultrasonore.*

a. Variation de P_p, P_e, P_f avec la température.

Les traitements sont effectués à la pression atmosphérique et dans les conditions suivantes : KI 75 %, volume 60 cm³. On a choisi une solution fortement concentrée de façon que la plage de relaxation $(P_p - P_f)$ puisse apparaître complètement dans la gamme de puissance du générateur. La température de la solution a été limitée à 70 °C pour éviter le décollage du quartz.

Les courbes expérimentales de la variation de P_p, P_e, P_f en fonction de la température sont représentées à la figure 5. L'extrapolation des courbes à partir de 70 °C (tracé en pointillés) détermine leur point de concours sur l'axe des températures. Cette valeur de température doit correspondre pour la pression atmosphérique à la température d'ébullition de la solution, c'est-à-dire à la température de 110 °C, pour la solution de KI de 75 %, la puissance ultrasonore étant nulle.

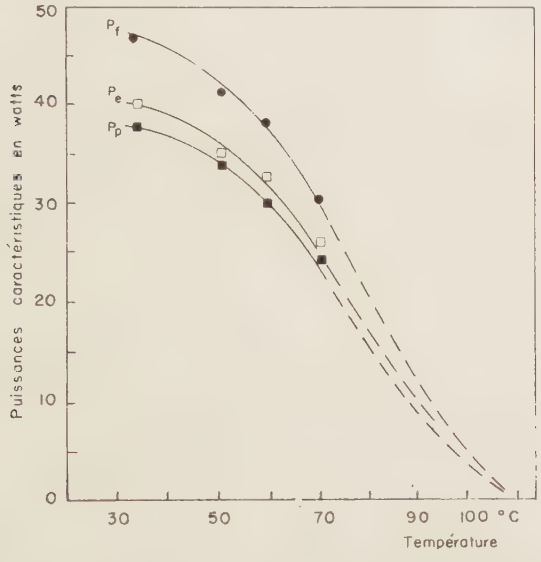

FIG. 5. — Variation des puissances caractéristiques P_p, P_e, P_f en fonction de la température de la solution KI à 75 %, volume 60 cm³.

Il est évident, cependant, que bien avant d'atteindre cette température la relaxation cessera, la durée t_1 devenant trop faible.

b. Variation de t_e en fonction de la température.

On constate pour la solution de KI que la valeur de t_e décroît avec l'augmentation de la température (*).

(*) On pourrait également étudier la variation de t_e en fonction d'autres conditions expérimentales. Cette étude ne paraît pas essentielle et n'est pas présentée.

4. Relation entre p_p, p_e, p_f, et une fonction de la tension de vapeur de la solution.

On a cherché à relier les puissances P_p, P_e, P_f de la relaxation à une fonction caractérisant la cavitation de vapeur.

En cavitation hydrodynamique ou en cavitation ultrasonore, la formation des cavités de vapeur se produit lorsque la pression dans la bulle de gaz atteint une valeur égale ou inférieure à la pression de vapeur du liquide ; à ce moment, pendant les périodes négatives de la pression, la cavitation de vapeur naît et se développe. La valeur de cette cavitation dépend donc de l'amplitude de la pression appliquée au liquide. Comme il s'agit ici d'une onde plane se propageant à partir d'un piston vibrant (le transducteur), la valeur de la pression acoustique Δp est liée à la densité de puissance ultrasonore I, à la densité du milieu ρ, et à la vitesse du son V dans le milieu, par la relation classique : $\Delta p = \pm\sqrt{2\rho IV}$. En tenant compte de la pression de vapeur du liquide, la valeur de la pression à appliquer au liquide pour former la cavitation de vapeur peut donc s'écrire : $\Delta p \geqslant p_0 - p_v$, où : p_0 est la pression au-dessus du liquide (pression atmosphérique par exemple), et p_v la pression de vapeur du liquide à la température considérée.

La pression acoustique déterminant la vaporisation du liquide à la surface d'un noyau de cavitation de gaz est alors donnée par la relation :

$$p_0 - p_v = \pm\sqrt{2\rho IV} \quad \text{ou} \quad (p_0 - p_v)^2 = 2\rho IV.$$

Puisqu'en première approximation on peut admettre que la densité de puissance ultrasonore I dans le liquide est proportionnelle à la puissance ultrasonore P, on obtient la relation générale :

$$(p_0 - p_v)^2 = 2\rho P_3 V,$$

et les expressions :

$$(p_0 - p_{vp})^2 = 2\rho p_p V, \quad (p_0 - p_{ve})^2 = 2\rho P_e V,$$

et

$$(p_0 - p_{vf})^2 = 2\rho P_f V.$$

Si on suppose *a priori* que $\rho . V$ est constant, on peut écrire : $(p_0 - p_v)^2 = KP_c$. Dans ces conditions, on voit que la représentation de P_c ou encore de P_p, P_e, P_f, en fonction de $(p_0 - p_v)^2$ est une droite passant par l'origine pour $p_0 = p_v$. C'est ce que nous allons vérifier en partant de la courbe de la pression de vapeur de la solution de KI de 75 % (Fig. 6) et des courbes P_p, P_e, P_f en fonction de la température (Fig. 5). En transposant les valeurs de P_p, P_e, P_f en fonction de $(p_0 - p_v)^2$, on constate que l'on obtient effectivement les droites concourantes à l'origine des coordonnées (Fig. 7) et ce résultat précise en même temps que le produit de ρ et V peut être considéré ici comme constant en fonction de la température. Quelques valeurs permettant de vérifier ce résultat sont portées dans le tableau I.

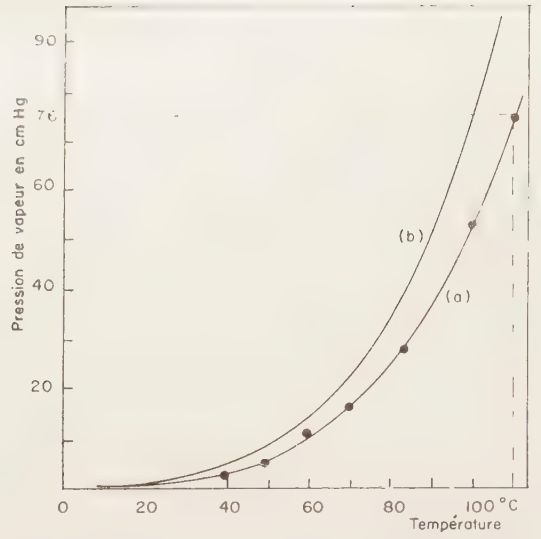

FIG. 6. — Variation de la tension de vapeur en fonction de la température. *a*) solution de KI à 75 °/₀. *b*) eau.

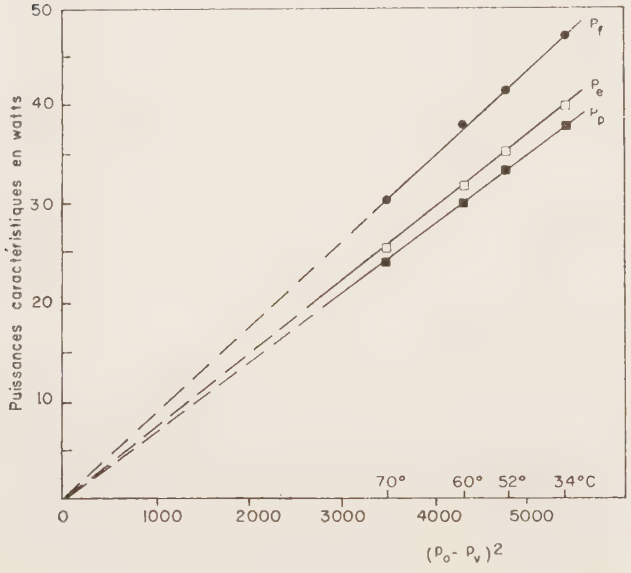

FIG. 7. — Variation des puissances caractéristiques P_p, P_e, P_f en fonction de $(p_o - p_v)^2$ pour une solution de KI de 75 °/₀ et de volume 60 cm³.

TABLEAU I

T °C	ρ g/cm²	V cm/s (× 10²)	ρ.V (× 10⁵)
20	1,36	1 476	2
28	1,35	1 484	2
35	1,345	1 497	2,01
39,5	1,34	1 502	2,01
49,5	1,33	1 512	2,01
55	1,325	1 517	2,01
58	1,32	1 520	2

Les valeurs de ρ sont expérimentales et les valeurs de V sont tirées des résultats de Kudriatsev [17].

5. Relation entre P_p, P_e, P_f et la tension de vapeur de la solution.

Les courbes de P_p, P_e, P_f données en fonction de la température (Fig. 5) peuvent être transposées en fonction de la tension de vapeur p_v de la solution. Les courbes de la figure 8 montrent que la relation des paramètres caractéristiques de la relaxation : P_p, P_e, $P_f = f(p_v)$, ne peut être considérée linéaire qu'à une température inférieure à 70 °C.

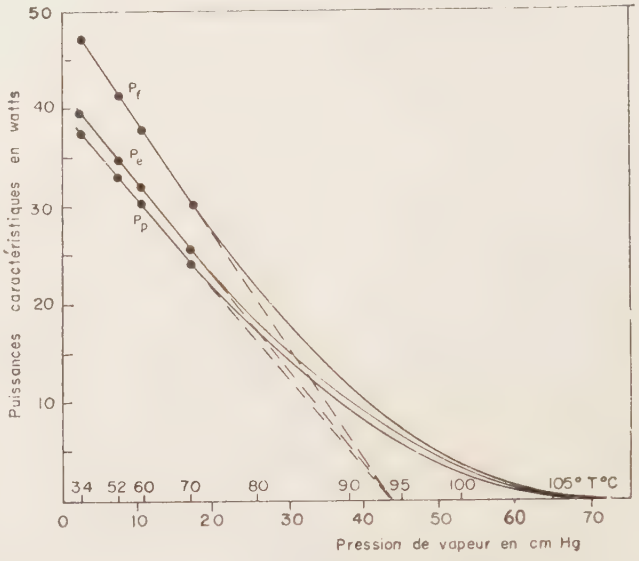

FIG. 8. — Variation des puissances caractéristiques P_p, P_e, P_f en fonction de la pression de vapeur pour une solution de KI de 75 °/₀ et de volume 60 cm³.

En effet, si l'on pose :

$$I = f(P) = (p_0 - p_v)^2 / 2\rho V = (p_0^2 - 2p_0 . p_v + p_v^2)/2\rho V,$$

pour les températures supérieures à 70 °C, la valeur de p_v^2 ne peut plus être négligée dans l'expression reliant la densité de puissance à la pression. La relation entre I et p_v est parabolique pour les températures inférieures (Fig. 8).

L'équation de cette droite est alors :

$$I = \frac{p_0^2 - 2p_0\, p_v}{2\rho V} = -\frac{p_0\, p_v}{\rho V} + \frac{p_0^2}{2\rho V} = -ap_v + b,$$

son coefficient angulaire est négatif ; I décroît proportionnellement à l'augmentation de p_v.

Si, en première approximation, on suppose que la densité de puissance ultrasonore I est proportionnelle à la puissance ultrasonore P, on peut alors écrire la puissance de passage P_p pour les températures inférieures à 70 °C sous la forme :

$$P_p = -A\ p_{vp} + B.$$

Le point de rencontre de cette droite avec l'axe des P_v est donné par l'expression :

$$p_v = \frac{B}{A} = \frac{\rho V}{p_0}\ \frac{p_0^2}{2\rho V} = \frac{p_0}{2} = 38 \text{ cm Hg}.$$

En fait, la droite P_p tracée à partir des points expérimentaux conduit à une valeur de p_v supérieure et égale à $p_v = 43$ cm Hg. Cette différence s'explique par l'approximation faite que I est proportionnelle à P, ce qui ne peut être vrai en présence de la cavitation que pour un intervalle de puissance assez restreint. Pour les autres courbes de la figure 8, on pourrait également écrire :

$$P_e = -Ap_{ve} + B \quad \text{et} \quad P_f = -Ap_{vf} + B.$$

En résumé, en partant des courbes des puissances caractéristiques de la relaxation P_p, P_e, P_f en fonction de la température (Fig. 8), *on en déduit les droites P_p, P_e, P_f en fonction de $(p_0 - p_v)^2$ et l'on montre ainsi que le phénomène de relaxation est directement lié à la tension de vapeur de la solution selon la relation* $(p_0 - p_v)^2 = 2\rho IV$.

6. Influence de la pression d'un gaz au-dessus de la solution.

Avant l'irradiation ultrasonore à la pression fixée, la solution enfermée dans la cuve de traitement est agitée pendant 20 mn à la température choisie, afin que l'équilibre en gaz de la solution soit atteint au moment du traitement. L'influence de la pression peut être établie pour une solution quelconque, mais on s'est arrêté pour les raisons données précédemment (1re partie, § 3*a*) à une solution de KI de 75 % et de volume 60 cm³. La température de la solution est maintenue constante à la valeur $T = 40\,^{\circ}C \pm 1^{\circ}$. La détermination des paramètres caractéristiques de la relaxation est effectuée aisément à l'aide de l'enregistrement de la variation de la densité de puissance ultrasonore mesurée par le thermocouple.

a. Variation de P_p, P_e, P_f en fonction de la pression d'un gaz au-dessus de la solution pour un volume donné de solution.

La variation des paramètres caractéristiques P_p, P_e, P_f en fonction de la pression d'air au-dessus de la solution est représentée à la figure 9.

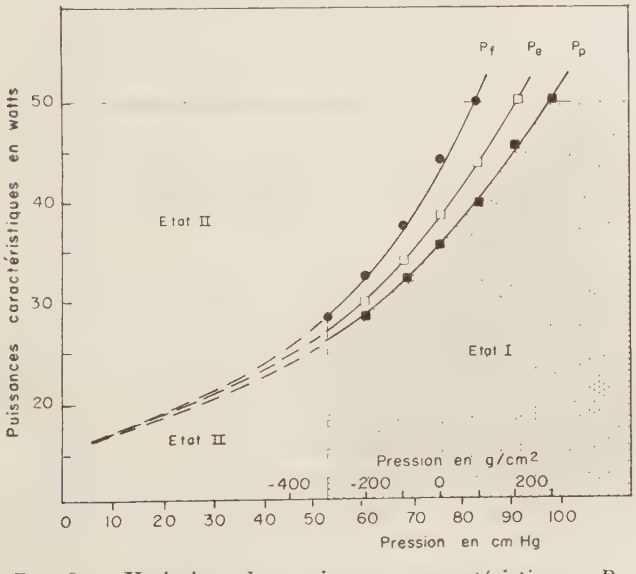

Fig. 9. — Variation des puissances caractéristiques P_p, P_e, P_f en fonction de la pression au-dessus de la solution. Solution de KI de 75 %, volume : 60 cm³, $T = 40\,^{\circ}C$; gaz utilisé : air.

Les courbes appellent les remarques suivantes :

α) au fur et à mesure que l'on augmente la pression, on est conduit à accroître la puissance ultrasonore pour rester dans la zone des puissances produisant la relaxation, ce qui entraîne l'augmentation de P_p, P_e, P_f : celle-ci est relativement rapide avec la pression. Pour les conditions de traitement données, on est limité à la pression de 84 cmHg pour P_f, à la puissance maximale du générateur,

β) lorsqu'on diminue la pression, on obtient la diminution de P_p, P_e, P_f. La relaxation cesse à une puissance ultrasonore relativement importante ($P = 25$ watts) qui correspond à la pression d'environ 55 cmHg. La raison expliquant cette pression limite est probablement l'appauvrissement en gaz de la solution ; la diffusion du gaz dans les bulles de vapeur est trop faible ; le retour à l'état I est impossible.

b. Variation de P_e en fonction de la pression du gaz au-dessus de la solution pour différents volumes de solution.

La puissance P_e est choisie de préférence à P_p et P_f car sa valeur est plus facile à déterminer avec précision. La figure 10 représente les variations de P_e avec la pression pour la solution de KI de 75 % à la température de 40 °C pour les volumes de 150 cm³,

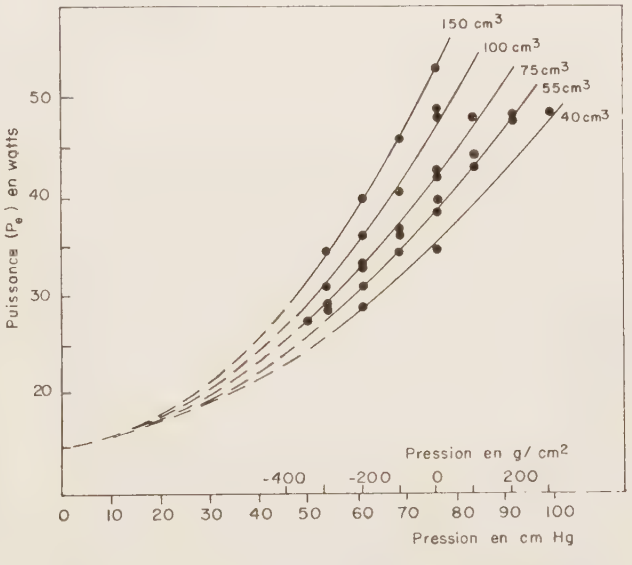

Fig. 10. — Variation de la puissance ultrasonore P_e en fonction de la pression au-dessus de la solution pour différents volumes d'une solution de KI de 75 %, $T = 40\,^{\circ}C$; gaz utilisé : air

100 cm³, 75 cm³, 55 cm³ et 40 cm³. On constate que la relaxation est limitée aux pressions supérieures à la pression atmosphérique par la puissance maximale fournie par le générateur. Cette puissance correspond à la pression de 100 cmHg pour la solution de 40 cm³ Pour le volume précédent de 60 cm³, cette pression était de 84 cmHg. Pour le volume de 150 cm³, la pression limite est ramenée à 76 cmHg pour la puissance maximale du générateur. La limite inférieure d'apparition de la relaxation semble se situer, indépendamment du volume de la solution, aux environs de la pression $p_0 = 55$ cmHg ; elle serait aussi liée à l'appauvrissement en gaz de la solution.

c. Variation de P_e en fonction de la pression du gaz au-dessus de la solution pour différentes températures.

L'influence de la température sur la variation de P_e en fonction de la pression est représentée à la figure 11, pour les mêmes conditions, mais pour les trois températures de 30, 40 et 50 °C.

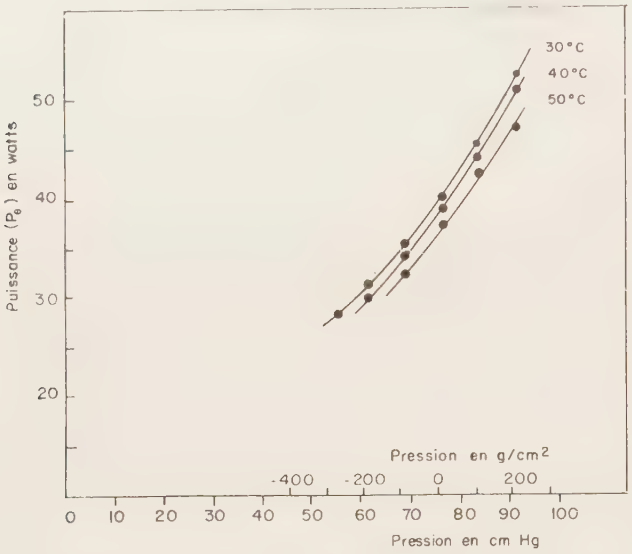

Fig. 11. — Variation de la puissance ultrasonore P_e en fonction de la pression du gaz au-dessus de la solution de KI de 75 % pour différentes températures ; volume de la solution : 60 cm³ ; gaz utilisé : air.

Ces courbes montrent que la diminution de la température de la solution permet d'abaisser la limite inférieure de la pression pour laquelle se produit la relaxation. La diminution de la température augmente en effet la durée des états et permet une légère diminution de la pression limite pour laquelle on obtient la relaxation. Inversement, l'augmentation de la température de la solution abaisse les valeurs de P_p, P_e, P_f, et, pour la même puissance du générateur, on peut augmenter la valeur de la pression du gaz au-dessus de la solution.

En résumé, l'étude des puissances caractéristiques de la relaxation P_p, P_e, P_f, en fonction de la pression du gaz au-dessus de la solution, a permis de constater que la relaxation se produisait aussi bien à des pressions inférieures que supérieures à la pression atmosphérique. Si l'on considère alors la relation $(p_0 - p_v)^2 = 2\rho IV$, valable lorsqu'on atteint la courbe de tension de vapeur de la solution pour produire la relaxation, on constate que la densité de puissance I doit être augmentée quand on accroît la pression p_0 au-dessus du liquide ; inversement, la densité de puissance doit être diminuée lorsque p_0 devient plus faible que la pression atmosphérique. Ces faits sont exprimés par les courbes $P = f(p_0)$ de la figure 9.

d. Expériences sous dépression permettant l'identification des deux cavitations.

L'irradiation à la pression atmosphérique de la solution précédente, à une puissance ultrasonore légèrement supérieure au seuil de cavitation de gaz, montre la formation de petites bulles de dégazage.

En diminuant lentement la pression du gaz au-dessus du liquide, on observe alors que :

α) les bulles de gaz grossissent progressivement jusqu'à une pression donnée, à partir de laquelle, à puissance ultrasonore et température constantes, on passe au deuxième état du liquide ; celui que nous avons appelé cavitation de vapeur. Les bulles gazeuses disparaissent soudainement comme nous l'avons décrit ; aucune bulle de vapeur n'est alors apparente dans le liquide (cf. I.1-3) ;

β) en poursuivant la diminution de la pression, des bulles ayant un nouvel aspect apparaissent. Ces bulles s'évanouissent dans le liquide dès que l'on arrête l'irradiation. Ce sont des bulles brillantes à la lumière et de contour mal défini. Ces bulles sont agitées et se déplacent très rapidement. D'abord très petites, elles grossissent lorsque la pression diminue et deviennent de grosses bulles de vapeur qui éclatent à la surface du liquide. Le liquide est en forte ébullition. Si l'on diminue à nouveau la pression, ou si on la maintient à cette valeur, ces poches de vapeur deviennent de plus en plus espacées dans le temps, puisque le liquide s'appauvrit en gaz et que l'ébullition ne se fait qu'à partir de noyaux d'ébullition qui sont généralement des bulles microscopiques de gaz.

En résumé, ces expériences montrent que l'apparition des bulles de vapeur au stade visible s'effectue à une pression inférieure à celle qui correspond au passage à l'état II. Ces bulles deviennent perceptibles sans qu'aucune discontinuité ne se produise dans l'aspect du liquide lorsqu'on diminue la pression. Leur grossissement continu jusqu'aux poches de vapeur qui correspondent à une forte ébullition confirme que l'état II, observé généralement sans bulle, est l'état de cavitation de vapeur du liquide.

7. Variation de la température et de la densité de puissance ultrasonore instantanées au cours de la relaxation.

Les deux types de thermocouples décrits précédemment (§ I.2) ayant une constante de temps suffisamment faible, de l'ordre de la 1/2 seconde, ont été utilisés pour déterminer la variation de la température et de la densité de puissance ultrasonore pendant la relaxation. Ces mesures ont été effectuées à différentes coordonnées et dans diverses solutions. Si l'amplitude des variations instantanées mesurées dépend du point de la mesure dans la solution, l'allure générale des variations reste, par contre, sensiblement identique ; elle est représentée à la figure 12 par les enregistrements simultanés des deux paramètres.

Sur cette figure, l'enregistrement de la température en fonction du temps correspond à la variation de la température en un point du liquide pris au voisinage des parois de la cuve. L'enregistrement de la densité de puissance, par contre, correspond à la

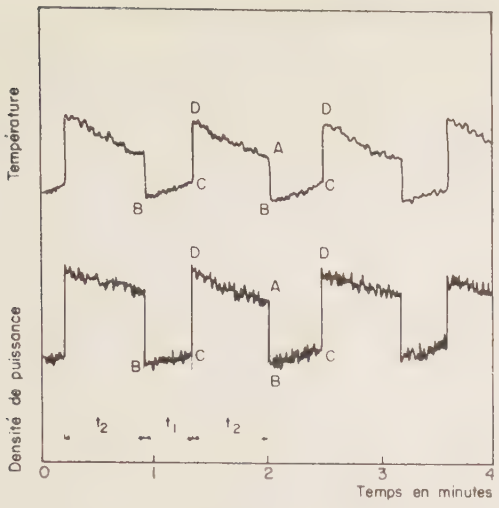

FIG. 12. — Variation de la température et de la densité de puissance au cours de la relaxation.

variation de la densité de puissance mesurée au centre géométrique du volume du liquide, donc sur l'axe du faisceau ultrasonore.

Si on avait placé le thermocouple de température à la surface du liquide, au centre du geyser, on aurait obtenu des enregistrements semblables au précédent mais privés des parties verticales CD et AB. La disparition des parties verticales est due au fait que le régime convectif dans le volume liquide est différent dans chacun des deux états, ce qui entraîne lors du passage d'un état à l'autre, la variation du coefficient d'évacuation de la chaleur et le raccordement de la température par des segments verticaux.

Les graphes montrent encore que :

α) les variations de la densité de puissance ultrasonore et de la température instantanées ont la même allure et varient parallèlement en suivant le rythme des états ;

β) l'allure de leur variation est représentée par une fonction de relaxation dont l'amplitude est lentement croissante pendant la durée de l'état I et lentement décroissante pendant la durée de l'état II, montrant ainsi que les deux états sont évolutifs. La transition de l'état I à l'état II s'accompagne d'une croissance soudaine de la densité de puissance ultrasonore jusqu'à un maximum (point D). L'amplitude des deux paramètres décroît ensuite plus ou moins rapidement jusqu'à la valeur de transition au point A. Quand ce point est atteint après un temps t_2, l'état II cesse brusquement et l'état I initial se rétablit (point B). La transition s'accompagne d'une soudaine diminution de la valeur de la densité de puissance qui atteint l'amplitude minimale en un temps très bref inférieur au 1/100e de seconde. L'état I réapparaît ; à nouveau l'amplitude de la densité de puissance et de la température croît lentement jusqu'au point C. Quand ce point est atteint après la durée t_I, l'état I décroche et l'état II s'établit à son tour pour une nouvelle durée t_2. Le cycle de relaxation des deux paramètres se poursuit ainsi au rythme de la relaxation du phénomène. Nous verrons (3e partie) que l'allure des variations de la densité de puissance et de la température dépend du caractère des bulles pendant la durée des deux états ;

γ) l'amplitude de la densité de puissance ultrasonore dépend des conditions expérimentales. Sa mesure dans l'état I et l'état II permet de calculer également les coefficients d'absorption correspondants A_1 et A_2 de l'énergie ultrasonore. A l'aide d'un exemple, nous montrerons la méthode employée pour obtenir ces diverses grandeurs. Leur connaissance est en effet importante car à partir de leur valeur on précise l'hypothèse explicative du mécanisme de la relaxation.

a) Détermination des coefficients d'absorption A_1 et A_2 de l'énergie ultrasonore.

On a fait varier progressivement la puissance ultrasonore appliquée au liquide de 0 à 50 watts en 1'30" et l'on enregistre en même temps la densité de puissance donnée par le thermocouple en position fixe dans la solution.

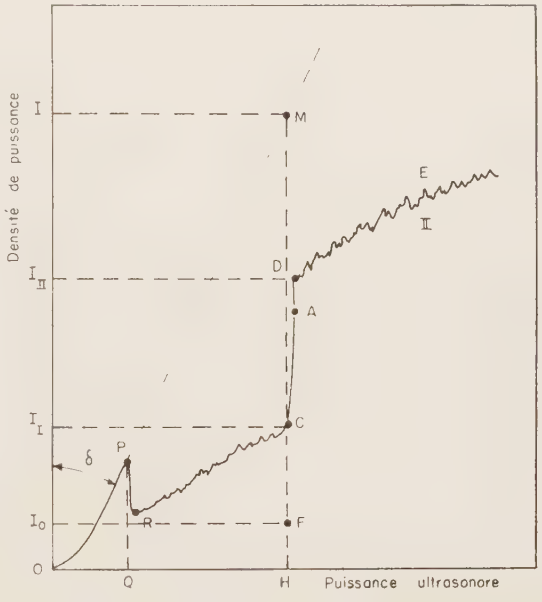

FIG. 13. — Variation de la densité de puissance ultrasonore mesurée dans le liquide à l'aide d'un thermocouple, en fonction de la puissance ultrasonore : OP en l'absence de cavitation, RC lors de la cavitation de gaz, DE lors de la cavitation de vapeur. I est la densité de puissance virtuelle à P_p (δ est le coefficient angulaire de l'absorption due aux propriétés physiques du liquide et au couplage entre le liquide et le transducteur), I_0 est la densité de puissance au niveau des bulles, au moment du passage à la cavitation de vapeur, I_1 et I_2 sont respectivement les densités des puissances mesurées dans le liquide dans la cavitation de gaz et dans la cavitation de vapeur, à la puissance ultrasonore P_p.

Sur l'enregistrement type (Fig. 13), si on appelle : A_1 le coefficient d'absorption de l'énergie ultrasonore dans le liquide due aux bulles formées dans l'état I de la cavitation, et A_2 le coefficient d'absorption de l'énergie ultrasonore dans l'état II de la cavitation, le taux d'absorption peut être défini, à une puissance P donnée, par le rapport : $A_1 = \dfrac{I - I_1}{I}$ pour l'état I, et $A_2 = \dfrac{I - I_2}{I}$ pour l'état II, où pour cette puissance :

I est la densité de puissance ultrasonore en l'absence de cavitation,

I_1 est la densité de puissance ultrasonore dans l'état I de la cavitation,

I_2 est la densité de puissance ultrasonore dans l'état II de la cavitation.

Pour calculer ces densités de puissance il suffit de tracer sur le diagramme de l'enregistrement une verticale MH, le point H ayant pour abscisse la valeur de la puissance ultrasonore choisie, et de former les rapports :

$$A_1 = \frac{MH - CH}{MH} = \frac{MC}{\overline{MH}} \quad \text{et} \quad A_2 = \frac{MH - DH}{MH} = \frac{MD}{\overline{MH}}.$$

Pour obtenir une bonne précision dans les calculs, les enregistrements ont été effectués à une amplitude importante, de 30 cm environ.

b) Calcul de A_1 et A_2 sur un exemple.

La détermination de A_1 et A_2 est effectuée pour une solution de KI de 50 %, de volume 60 cm³ et de température 35 °C. Pour les conditions expérimentales données, on obtient le passage à l'état II à la puissance ultrasonore $P = 31{,}5$ watts (point H, Fig. 13).

On détermine les densités de puissance I, I_1, I_2, pour la puissance ultrasonore de 31,5 watts, à l'aide d'un thermocouple étalonné.

En se plaçant dans les mêmes conditions de volume (60 cm³), de température (35 °C) et de position du thermocouple dans le liquide, on constate que la densité de puissance ultrasonore I en l'absence de cavitation (liquide dégazé) est égale pour l'eau et l'iodure de potassium à 50 %. L'absorption de l'énergie ultrasonore en l'absence de cavitation est donc identique pour ces deux liquides. La densité de puissance I en l'absence de cavitation peut alors s'écrire :

$$I\ W/cm^2 = P/S\ W/cm^2 = 31{,}5/12 = 2{,}62\ watts/cm^2.$$

Les densités de puissance I_1 et I_2 sont :

$$I_1 = 2{,}62\ CH/MH \sim 0{,}84\ watts/cm^2,$$
$$I_2 = 2{,}62\ DH/MH \sim 1{,}57\ watts/cm^2.$$

En partant des relations précédentes, on obtient les coefficients d'absorption :

$$A_1 = \frac{I - I_1}{I} = 0{,}68 \quad \text{et} \quad A_2 = \frac{I - I_2}{I} = 0{,}40.$$

En résumé, l'étude expérimentale du phénomène a permis de préciser ses paramètres caractéristiques. Elle a établi leur relation avec la pression de vapeur de la solution, ainsi que leur variation avec les conditions expérimentales. Elle a confirmé aussi que le phénomène de relaxation est lié à la cavitation ultrasonore et pourrait être une relaxation de la cavitation de gaz et de la cavitation de vapeur.

Les paramètres : fréquence du rayonnement, viscosité, tension superficielle, volume des gaz dissous, etc... n'ont pas été étudiés, bien qu'ils aient une influence sur la relaxation des cavitations. Ces études n'ont pas paru essentielles pour effectuer, à l'échelle macroscopique, l'analyse du mécanisme de la relaxation des cavitations dans les solutions. Sans effectuer d'études particulières, *on a cependant constaté :*

a) que la relaxation se produit également à des fréquences comprises entre 3 MHz et 300 kHz ;

b) que la viscosité du liquide régit la vitesse de diffusion du gaz, par conséquent la formation des bulles et le développement des cavitations.

L'étude systématique de tous ces paramètres devrait apporter par la suite des éléments nouveaux sur la formation et la valeur des deux cavitations.

TROISIÈME PARTIE

LA CAVITATION DE GAZ ET LA CAVITATION DE VAPEUR

ÉTUDE PHYSIQUE ET THÉORIQUE DE LEUR RELAXATION

1. Conditions d'établissement des cavitations ultrasonores dans les liquides.

Lorsqu'on applique à un liquide un rayonnement ultrasonore, le liquide est soumis à une pression

$$p = p_0 \pm \Delta p \cos \omega t, \tag{1}$$

où : p_0 est la pression atmosphérique + la pression hydrostatique au point considéré dans le liquide ;
ω la pulsation du rayonnement ;
Δp la pression acoustique qui a pour expression :

$$\Delta p = \pm \sqrt{2\rho I V} \tag{2}$$

dans le cas d'une onde plane.

D'après la relation (1), il existe dans le liquide des zones où la pression est alternativement inférieure ou supérieure à la pression p_0. Or, les bulles formées, autrement dit la cavitation, ne prennent naissance et ne se développent que dans les zones de dépression. Le grossissement de la bulle dépend donc de l'amplitude de Δp, mais aussi de la durée de l'alternance négative et, par conséquent, de la valeur de la pulsation du rayonnement appliqué au liquide. D'autres conditions doivent également être satisfaites, telles que la présence de gaz dissous dans la solution et de noyaux de cavitation.

En tout cas, si l'on suppose ces dernières conditions réalisées, la pulsation ω étant ici donnée, la valeur de la cavitation et sa nature dépendront de l'amplitude de la dépression.

En tenant compte de la pression de vapeur du liquide, la valeur de la pression à appliquer au liquide pour former la cavitation de vapeur peut donc s'écrire :

$$\Delta p \geqslant p_0 - p_v \tag{3}$$

où p_v est la pression de vapeur du liquide à la température considérée. La pression produisant dans le

liquide la naissance de la cavitation de vapeur est alors exprimée par la relation :

$$p_0 - p_v \geqslant \pm \sqrt{2\rho IV}. \tag{4}$$

Il paraît alors possible de lier la nature de la cavitation à la tension de vapeur. Dans ces conditions, un point M de coordonnées T_0, $p_0 - \Delta p$ peut être défini par rapport à la courbe C de la tension de vapeur du liquide dans le système de coordonnées p, T (Fig. 14).

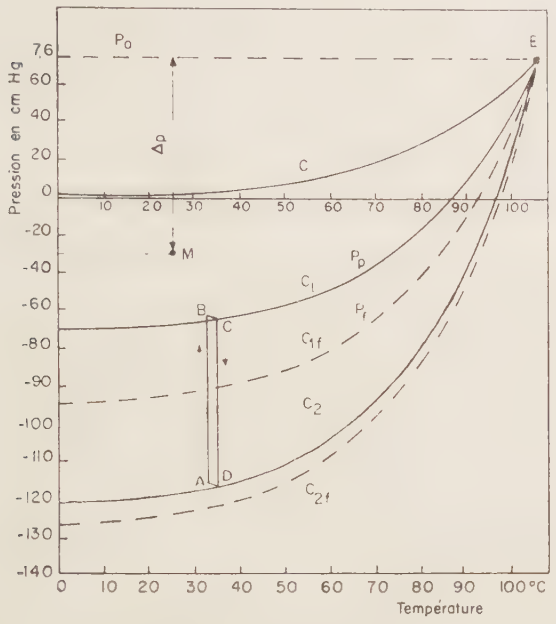

Fig. 14. — Représentation des courbes de pression en fonction de la température de la solution et du cycle parallélogrammatique ABCD de la relaxation à la puissance ultrasonore P_p et P_f : C courbe de la pression de vapeur de la solution. C_1 courbe de la pression correspondant à la puissance de passage P_p à l'état II. C_2 courbe de la pression limite dans l'état II à la puissance de passage P_p ; C_f courbes de pression se rapportant à la puissance P_f.

En partant de cette hypothèse, trois cas sont donc possibles selon les valeurs des coordonnées du point M :

α) M est au-dessus de la courbe de pression de vapeur : $(p_0 - p_v) > \Delta p$,

β) M est au-dessous de la courbe de pression de vapeur : $(p_0 - p_v) < \Delta p$,

γ) M est sur la courbe de pression de vapeur : $(p_0 - p_v) = \Delta p$.

Dans le premier cas, on peut considérer que les bulles formées contiennent principalement du gaz. La cavitation engendrée est la cavitation de gaz.

Dans le deuxième cas, les bulles formées contiennent principalement de la vapeur. C'est la cavitation de vapeur.

Dans le troisième cas, la dépression est juste suffisante pour atteindre la pression de vapeur du liquide à la surface de la bulle de gaz ; mais p_v n'est atteint que pendant une durée infinitésimale correspondant aux minimums de la sinusoïde de pression ; la véritable cavitation de vapeur ne peut pas être produite.

Il apparaît donc que selon le sens de l'inégalité Δp $p_0 - p_v$, on établit dans le liquide la cavitation de gaz ou la cavitation de vapeur. Examinons cependant ce point attentivement car il peut soulever quelques problèmes.

Un exemple concret permettra d'exposer d'une façon simple notre raisonnement et de vérifier la validité de l'hypothèse formulée.

On utilise le générateur ultrasonore et le transducteur de surface 12 cm² décrits précédemment. En prenant les conditions expérimentales données pour le calcul de A_1 et A_2, on obtient le passage à l'état II à la puissance $P = 31{,}5$ watts. La valeur de la densité de puissance correspondant à cette puissance avait été évaluée dans l'état I à la valeur $I_1 = 0{,}84$ W/cm² conduisant alors à une pression :

$$\Delta p = \pm \sqrt{2\rho IV} = \pm \sqrt{2\times 1{,}36\times 0{,}84\times 10^7\times 15\times 10^4}$$
$$= \pm\ 1{,}85.10^6 \text{ baryes},$$

ρ ayant la valeur mesurée : 1,36 g/cm³ et V la valeur calculée par Kudriavtsev [17] : 15.10^4 cm/s, (cf. tableau I).

A la température de 35 °C, la pression de vapeur de la solution est : $p_v = 3{,}4$ cmHg $\approx 0{,}04$ bar.

La valeur de la dépression acoustique pour atteindre la courbe C de la tension de vapeur de la solution maintenue à la pression atmosphérique est alors : $\Delta p = p_0 - p_v \approx 1$ bar, et la densité de puissance ultrasonore qui la produirait aurait pour valeur :

$$I_0 = \Delta p^2 / 2\rho V \approx 0{,}25 \text{ watts/cm}^2.$$

On constate donc que la valeur de la dépression est 1,85 fois supérieure à celle nécessaire pour atteindre la courbe C de vaporisation de la solution, et que la densité de puissance est plus de trois fois plus grande. On en conclut que l'hypothèse précédente est à reconsidérer ou à compléter, sinon le phénomène de relaxation ne serait plus lié à la courbe de pression de vapeur, ce qui contredirait le résultat selon lequel les puissances P_p, P_e, P_f sont des fonctions linéaires de $(p_0 - p_v)^2$ (cf. 2e partie, § 4).

En réalité, pour obtenir le passage à l'état II, il ne suffit pas d'appliquer à la solution une dépression Δp égale ou légèrement supérieure à $p_0 - p_v$ si d'autres conditions ne sont pas réalisées en même temps. En effet, la cavitation se forme si la solution contient des noyaux de cavitation et assez de gaz dissous pour que ces noyaux se développent. Il faut, en outre, que la fréquence du rayonnement ultrasonore ne soit pas trop élevée, sinon la vitesse de diffusion du gaz ou de la vapeur est trop faible devant la durée de la dépression et les bulles ne peuvent pas grossir. Si l'une de ces conditions n'est pas remplie, la dépression à appliquer au liquide n'est pas définie par la valeur $\Delta p = p_0 - p_v$ (qui est trop faible), mais par une valeur Δp_1 supérieure à Δp. Dans ce cas, la courbe de changement de la nature des bulles de cavitation n'est pas la courbe C de vaporisation du liquide, mais une courbe C_1 du même type conduisant à la pression Δp_1 (Fig. 14).

Or, on peut supposer, à juste titre, que la solution de KI contient assez de noyaux de cavitation et

de gaz dissous et que la fréquence ultrasonore n'est pas non plus trop élevée puisque l'on forme des bulles visibles dans la solution. On en conclut que la différence $\Delta p_1 - (p_0 - p_v)$, entre la pression acoustique nécessaire pour obtenir le passage à l'état de cavitation de vapeur Δp_1 et la pression pour atteindre la courbe de tension de vapeur $(p_0 - p_v)$, à température constante, peut être attribuée à l'absorption de l'énergie ultrasonore par les bulles pulsantes formées.

En résumé, deux problèmes viennent ainsi d'être posés :

a) celui de l'absorption de l'énergie ultrasonore par les bulles de cavitation,

b) celui de la détermination des nouvelles courbes C_1, C_2, etc., qui satisfont aux conditions de pression et de température pour le passage à la cavitation de vapeur.

2. Mise en évidence de l'absorption à l'aide de l'enrègistrement $I = f(P)$ (Fig. 13).

Nous n'entrerons pas dans le calcul des absorptions par rayonnement, viscosité et conduction thermique, dues aux bulles, car les quelques résultats obtenus par différents chercheurs [18 à 22, etc.], dans des cas particuliers simplifiés, ne peuvent être appliqués au cas de bulles très nombreuses et de dimensions très diverses. Le problème est complexe. Nous considèrerons donc séparément les différentes parties de l'enregistrement $I = f(P)$ sans analyser la nature des absorptions présentées.

α) *La partie OP du diagramme* représente la variation de la densité de puissance ultrasonore en fonction de la puissance ultrasonore, en l'absence de cavitation. L'angle δ est lié à la somme des différents coefficients d'absorption de l'énergie ultrasonore. Ces absorptions dépendent des paramètres physiques de la solution et du couplage entre la solution et le transducteur, ces deux milieux étant d'impédance différente.

Lorsqu'on atteint le seuil de cavitation (point P), la cavitation apparaissant dans le liquide amène aussitôt une chute de la densité de puissance (point R). En passant du point P au point R, l'augmentation progressive du nombre de bulles entraîne la diminution progressive de la densité de puissance. Au point R, un équilibre est atteint. Le segment QR représente alors la densité de puissance réelle dans le liquide.

β) *Le prolongement de la courbe OP* dans la demi-droite PM représente à chaque puissance la densité de puissance virtuelle nécessaire pour atteindre la densité de puissance réelle mesurée au thermocouple dans un point du liquide.

Si, dans l'état I, à la puissance ultrasonore P_p par exemple, on appelle I cette densité de puissance virtuelle ($I = \overline{HM}$), la densité de puissance réelle dans le liquide sera I_1, ($I_1 = \overline{HC}$), par suite des pertes au niveau des bulles de cavitation ($(I - I_1) = \overline{CM}$).

γ) *La partie RC* représente la variation de la densité de puissance ultrasonore réelle en fonction de la puissance ultrasonore lorsque la solution est dans l'état I de la cavitation. Comme le rayon des bulles croît avec la dépression, donc avec la puissance ultrasonore, les pertes augmentent avec la puissance. La densité de puissance réelle croît donc moins rapidement que la densité de puissance virtuelle. L'enregistrement de la figure 13 confirme ce résultat.

δ) *Au point C*, la densité de puissance réelle dans le liquide $\overline{HC}$ permet d'atteindre au niveau de la bulle la dépression nécessaire pour la vaporisation du liquide à la surface de la bulle. Cette valeur de la dépression correspond à la densité de puissance I_0 (point F, Fig. 13).

La différence entre la densité de puissance réelle $I_1 = \overline{HC}$, ($I_1 = 0{,}84$ W/cm^2), et cette densité de puissance I_0, représente la densité de puissance acoustique absorbée au niveau de la bulle. S'il n'y avait pas ces pertes ($\overline{CF}$), la densité de puissance réelle pour atteindre la vaporisation serait de 0,25 W/cm^2. En fait, la densité de puissance réelle est de 0,84 W/cm^2, ce qui représente une dépression ($\Delta p = -1{,}85$ bar), très supérieure à celle nécessaire pour atteindre la vaporisation du liquide ($p_0 - p_v = -0{,}97$ bar).

Si l'on dépasse le point C, on passe à la cavitation de vapeur. Dans cet état, à la puissance P_p, les pertes sont représentées par le segment $\overline{MD}$; elles sont plus faibles.

ε) *La partie DE*, dans l'état II, représente la variation de la densité de puissance ultrasonore réelle en fonction de la puissance ultrasonore. L'augmentation de la densité de puissance de C à D peut être attribuée à la diminution des pertes au niveau des bulles de vapeur au cours de chaque cycle de la pression dans le liquide.

3. Détermination des courbes de pression de relaxation.

La courbe de pression de relaxation C_1 s'obtient lorsqu'on connaît la courbe de pression de vapeur de la solution et l'amplitude de la pression ultrasonore appliquée au liquide (Fig. 14).

En effet, en partant de la constatation expérimentale que les relations de P_p, P_e, P_f en fonction de la température, transposées en fonction de $(p_0 - p_v)^2$ sont linéaires (Fig. 7), on peut écrire :

$$p_0 - p_v = a\sqrt{P_p}. \tag{5}$$

où a est une constante et P_p la puissance de passage à l'état II correspondant à la pression de vapeur p_v (cf. 2e partie, § 4). A une température donnée, la relation (5) définit un point pris sur la courbe C de pression de vapeur du liquide. Pour la même température, un point pris sur la courbe C_1 est défini par la relation :

$$p_0 - p_1 = a\sqrt{P_p}. \tag{6}$$

Étant donné qu'en fonction de la température les relations (5) et (6) doivent représenter des droites, la relation entre P_p et P'_p doit être linéaire et l'on peut écrire :

$$a\sqrt{P'_p} = Ka\sqrt{P_p}. \tag{7}$$

où K est une constante.

Par suite, on obtient :

$$p_0 - p_1 = a\sqrt{P'_p} = Ka\sqrt{P_p},$$

et d'après la relation (5), on a :

$$p_0 - p_1 = K(p_0 - p_v). \tag{8}$$

Or, la variation de p_v en fonction de la température est la courbe C de pression de vapeur de la solution, celle de p_1 en fonction de la température est la courbe C_1. La relation (8) peut alors s'exprimer ainsi :

A une température donnée, le rapport des ordonnées de deux points pris sur les courbes C et C_1 est constant, et doit le rester en fonction de la température ; la courbe C_1 est du type C, elle a un point commun avec la courbe C pour $p_0 = p_v$ et $p_0 = p_1$; c'est le point E d'ébullition de la solution (Fig. 14).

Puisque les résultats exprimés par la figure 7 sont valables aussi bien pour la puissance P_p que pour la puissance P_f, on devra considérer, selon la puissance, la courbe C_1 pour la puissance P_p, ou la courbe C_{1f} pour la puissance P_f ; les courbes C_1 et C_{1f} seront du genre C, et il en sera de même pour toutes courbes C_{1x} correspondant à une puissance P_x comprise entre P_p et P_f. Le problème des courbes C_1 étant résolu, on peut se demander si les courbes C_2 qui représentent l'augmentation de la pression acoustique dans l'état II sont aussi du genre C ou d'un autre type. Trois cas peuvent se présenter : les courbes C_2 restent parallèles à la courbe C_1, s'en éloignent ou s'en rapprochent lorsque la température croît. Pour que les courbes C_2 soient du genre C_1, il suffit que la relation (8) précédente soit vérifiée pour plusieurs températures. On a pu constater que le rapport des pressions entre les courbes C_2 et C restait sensiblement constant. On en déduit par conséquent que les courbes C_2 sont du genre C_1 et C. Dans ces conditions, toutes les courbes C, C_1, C_2 seront convergentes au point d'ébullition E de la solution. Ce résultat entraîne alors les conséquences suivantes :

— la courbe C_2 étant du genre C_1, on en déduit que la densité de puissance pour produire l'état II diminue lorsque la température de la solution croît. En effet, p_v augmente avec la température, donc Δp (nécessaire pour produire la cavitation de vapeur) diminue avec elle. La cavitation de vapeur correspond effectivement à une ébullition au niveau de la surface des bulles de gaz présentes dans le liquide. Au passage à la cavitation de vapeur, on constate une augmentation sensible de la densité de puissance dans le liquide, due à la diminution des pertes thermodynamiques dans les bulles de vapeur, par rapport à celles en cavitation de gaz. Les bulles formées en cavitation de vapeur sont différentes de celles formées en cavitation de gaz. La cavitation de vapeur est aussi différente de l'ébullition nucléée. En cavitation de vapeur, le rayon des bulles est dans une très large mesure imposé par la fréquence ultrasonore. Le travail dépensé pour leur grossissement est limité par la durée du cycle. En ébullition, par contre, les bulles croissent jusqu'à leur libération du liquide et forment pendant leur séjour dans le liquide et au niveau du transducteur un écran à la transmission de l'énergie ultrasonore.

A ce sujet, ce sont Richard et Loomis [23] qui ont établi les premiers en 1927, que les ultrasons de très forte énergie ne produisent qu'une très faible avance à l'ébullition, environ 1 °C pour l'eau, et beaucoup plus tard Pohlman [24] a relaté la brusque diminution de l'énergie ultrasonore transmise lorsque le liquide est près de son point d'ébullition.

De notre côté, nous avons également observé que les ultrasons de forte énergie n'apportaient pratiquement pas d'abaissement du point d'ébullition de la solution, que cette ébullition soit produite par l'élévation de la température de la solution ou par l'abaissement de la pression au-dessus du liquide. Dans le cas de la solution de KI à 50 %, on a obtenu une avance à l'ébullition très faible de 1,5 cmHg pour la puissance maximale du générateur. Cette avance à l'ébullition diminue d'ailleurs avec la puissance ultrasonore. En faisant varier la température de la solution, on constate que, selon la puissance ultrasonore, les courbes de l'avance à l'ébullition restent parallèles à la courbe de pression de vapeur de la solution.

4. Mécanisme de la relaxation.

Le passage du point C au point D dans l'état II (Fig. 13) et ensuite le retour à l'état I après un certain temps sont liés à la variation de la densité de puissance ultrasonore et de la température. Le mécanisme de la relaxation s'explique si l'on tient compte de l'effet des bulles à chaque instant (bulles de gaz dans l'état I et bulles de vapeur dans l'état II), et des variations simultanées de la température et de la densité de puissance présentées figure 12.

Ce cycle de la relaxation peut être représenté, à la puissance P_p, en première approximation par le parallélogramme ABCD entre les courbes C_1 et C_2 des pressions de relaxation (Fig. 14).

Lorsque nous aurons interprété la variation de T et de I en fonction du temps lors des oscillations de relaxation (Fig. 12), nous aurons expliqué le mécanisme de cette relaxation et les oscillations de pression maximale dans le liquide (Fig. 14).

a) Si, pour commencer le cycle, on fixe la puissance ultrasonore à P_p (point C sur la courbe C_1), la température est T_C et la densité de puissance I_C. Au point C, la température du liquide est stable, elle correspond à un nombre donné de calories évacuées dans l'unité de temps par le réfrigérant.

Après quelques instants, le passage à l'état II se produit. Les bulles de gaz disparaissent. On atteint

le point D (Fig. 12, 13 et 14). L'augmentation soudaine de la densité de puissance entraîne celle de la pression dans le liquide.

Le nouvel état modifie le régime convectif du liquide, donc la distribution de la température dans sa masse, et l'on obtient une augmentation de température au niveau des parois de la cuve de l'ordre du degré centigrade (segment vertical CD, figure 12). On atteint la température T_D. Cette augmentation de la densité de puissance signifie que les pertes globales ont diminué ; par suite, il se produira une diminution de la température et de la pression de vapeur du liquide durant cet état, et également une augmentation de la viscosité du liquide. La diminution de la pression de vapeur diminue la masse de liquide vaporisé en phase de dépression à chaque cycle et permet un accroissement progressif du diamètre des bulles de gaz présentes. L'augmentation des pertes thermodynamiques qui s'ensuit tend à compenser la baisse de température, en même temps qu'elle réduit la densité de puissance disponible dans le liquide jusqu'au moment où Δp devient insuffisant pour produire la vaporisation. On passe alors brusquement de I_A à I_B ; la température passe de T_A à T_B, par suite de la création de mouvements convectifs importants dans le liquide. Au point B, la densité de puissance mesurée est la plus faible, I_B, donc l'absorption est la plus grande. A ce moment, l'augmentation importante des pertes thermodynamiques dans les bulles de gaz produit l'accroissement progressif de la température ; cet accroissement entraîne, à son tour, une diminution de la viscosité propre du liquide et par suite une augmentation de la densité de puissance et une variation dans la distribution du diamètre des bulles pulsantes dans le liquide.

Pendant la durée t_1, la température passe de T_B à T_C et la densité de puissance de I_B à I_C, et lorsqu'on atteint à nouveau le point C sur les deux enregistrements, le cycle de la relaxation des cavitations recommence.

b) Si la puissance ultrasonore est supérieure à P_p et reste inférieure à P_f, la relaxation se produit selon le même processus. Le parallélogramme ABCD n'est plus situé entre les courbes C_1 et C_2, mais entre deux courbes C_1' et C_2' placées entre les courbes limites C_1, C_{1f} et C_2, C_{2f}, où C_{1f} et C_{2f} sont les courbes des pressions finales de relaxation.

Puisque la position du point A est fixe, toute augmentation de la puissance ultrasonore au-delà de P_p éloigne le point D du point A (Fig. 14) et le temps pour que la dépression décroisse de D à A augmente. C'est seulement lorsque le point A est atteint que le retour à l'état I s'effectue.

c) Si la puissance ultrasonore est P_f ou supérieure à P_f, la relaxation cesse. La dépression n'atteint jamais la valeur du point A. Le retour à l'état I s'effectue grâce à l'évacuation complète de la chaleur résultant de la dégradation de l'énergie ultrasonore. Cette évacuation est possible tant que l'absorption, c'est-à-dire les pertes, reste inférieure à une valeur donnée. Pour que le retour à l'état I soit rendu impossible, il suffit que la chaleur résultant de ces pertes ne puisse être évacuée à chaque instant.

5. Considérations théoriques sur la relaxation des cavitations.

L'hypothèse explicative du mécanisme de la relaxation de la cavitation de gaz et de la cavitation de vapeur reposant sur la variation de la densité de puissance ultrasonore et de la température au cours des deux états, nous proposons une expression mathématique des durées t_1 et t_2 des deux types de cavitation en tenant compte des propriétés thermiques de la cuve et du liquide, ainsi que des variations de la densité de puissance ultrasonore et de la température au cours du cycle de relaxation.

a. Relation entre la durée t_1 de la cavitation de gaz et la puissance ultrasonore.

En cavitation de gaz, une partie de l'énergie du rayonnement ultrasonore est transformée en chaleur par suite de l'absorption due aux bulles formées, à la viscosité apparente du liquide, à sa compressibilité, etc.

Si on effectue le bilan des échanges thermiques dans un instant infiniment petit dt, on peut écrire l'équation différentielle des échanges :

$$(9)\quad C\,dT = (K_1\,P/J)\,dt - \rho_1\,(T - T_r)\,dt - \rho_1'\,(T - T_a)\,dt.$$

où :

- C est la chaleur spécifique du liquide ;
- $K_1\,P/J$ la partie d'énergie ultrasonore dégradée en chaleur ;
- P la puissance ultrasonore appliquée au liquide ;
- J l'équivalent mécanique de la calorie ;
- T la température du liquide ;
- T_r la température des parois de la cuve qui sont maintenues à température constante ;
- T_a la température de l'atmosphère surmontant le liquide ;
- ρ_1 le coefficient des échanges thermiques du liquide avec les parois de la cuve ;
- ρ_1' le coefficient des échanges thermiques du liquide avec l'atmosphère.

Dans les conditions expérimentales décrites précédemment, cuve fermée, la température de l'atmosphère s'égalise assez rapidement avec celle du liquide ; dans ce cas le terme des échanges avec l'atmosphère devient négligeable.

L'équation différentielle (9) se réduit à la forme :

$$(10)\quad C\,dT = (K_1/J)\,P\,dt - \rho_1\,(T - T_r)\,dt.$$

L'intégration de cette équation dans l'intervalle de température T_1, T_2 conduit à :

$$t_1 = \int_{T_1}^{T_2} \frac{C\,dT}{(K_1/J)\,P - \rho_1\,(T - T_r)},$$

d'où :

$$(11) \qquad t_1 = \frac{2{,}3C}{\rho_1} \log_{10} \frac{P - (J\rho_1/K_1)(T_1 - T_r)}{P - (J\rho_1/K_1)(T_2 - T_r)},$$

qui peut s'exprimer sous la forme simplifiée :

$$(12) \qquad t_1 = \tau_1 \log_{10} \frac{p - \alpha}{p - \theta},$$

en posant :

$$\tau_1 = \frac{2{,}3C}{\rho_1}, \quad \alpha = \frac{J\rho_1}{K_1}(T_1 - T_r) \text{ et } \theta = \frac{J\rho_1}{K_1}(T_2 - T_r).$$

Expression de P_p.

Sa valeur est donnée par l'abscisse de l'asymptote « fictive » de la fonction t_1 représentée par la relation (11).

Ainsi, en partant de cette relation ou de sa forme simplifiée (12), on voit que $t_1 \to + \infty$ pour une valeur de P_p telle que :

$$(K_1 P_p/J) = \rho_1 (T_2 - T_r),$$

ou bien encore pour $P = P_p = \theta$.

L'expression de P_p s'écrit ainsi :

$$(13) \qquad P_p = \frac{J\rho_1}{K_1}(T_2 - T_r).$$

En remplaçant θ par P_p dans la relation (12), on obtient l'expression de t_1 sous la forme simplifiée :

$$(14) \qquad t_1 = \tau_1 \log_{10} \frac{P - \alpha}{P - P_p}.$$

b. Relation entre la durée t_2 de la cavitation de vapeur et la puissance ultrasonore.

Pour déterminer la relation de t_2 en fonction de la puissance ultrasonore, il suffit d'établir la relation des échanges thermiques lors de la cavitation de vapeur dans l'état II, comme il a été fait pour l'état I.

Les coefficients K_1 et ρ_1 sont cependant ici *a priori* différents puisque les bulles contiennent principalement de la vapeur et que l'agitation du liquide est plus faible. On appellera respectivement K_2 et ρ_2 les nouvelles valeurs.

Les échanges thermiques mis en jeu pendant l'état II, durant un intervalle de temps infiniment petit dt, peuvent se ramener à :

a) une fraction de la puissance ultrasonore absorbée par la solution et dégradée en calories, soit :

$$Q_1 = K_2 P/J ;$$

b) la chaleur Q_2 absorbée par le réfrigérant, soit : $Q_2 = \rho_2(T - T_r)$;

c) la quantité de chaleur dQ perdue pendant le temps dt à travers la surface libre du liquide et à travers l'aérosol formé dans l'état II, (la masse de l'aérosol formée étant considérée comme proportionnelle en première approximation à $P - P_p$) sera donc :

$$dQ = a\left(\frac{P - P_p}{J}\right) dt,$$

où :

a est un coefficient se rapportant aux conditions expérimentales ;

d) la chaleur évacuée vers l'atmosphère qui peut se mettre sous la forme $\rho_2 (T - T_a)$.

Si on néglige ce dernier terme devant celui des échanges avec les parois maintenues à température constante, comme nous l'avons fait pour l'état I, la quantité de chaleur Q_0 reçue par la solution dans l'intervalle de temps dt prise dans l'état II s'écrira :

$$Q_0 \quad Q_1 \cdot Q_2 - Q \cdot C\, dT,$$

puisque la température T varie pendant cet intervalle de temps dt.

L'équation différentielle régissant l'état de la cavitation de vapeur est alors :

$$(15) \qquad C\, dT = \frac{K_2 P - a(P - P_p)}{J} dt - \rho_2 (T - T_r)\, dt.$$

L'intégration de cette équation dans l'intervalle de température T_1, T_2, conduit à :

$$(16) \qquad t_2 = \frac{2{,}3C}{\rho_2} \times \log_{10} \frac{J\rho_2/(K_2 - a)(T_2 - T_r) - aP_p/(K_2 - a) - P}{J\rho_2/(K_2 - a)(T_1 - T_r) - aP_p/(K_2 - a) - P},$$

qui peut se mettre sous la forme simplifiée :

$$(17) \qquad t_2 = \tau_2 \log_{10} \frac{\beta - P}{\gamma - P},$$

en posant :

$$\tau_2 = \frac{2{,}3C}{\rho_2}, \quad \beta = \frac{J\rho_2}{K_2 - a}(T_2 - T_r) - \frac{a}{K_2 - a} P_p,$$

et

$$\gamma = \frac{J\rho_2}{K_2 - a}(T_1 - T_r) - \frac{a}{K_2 - a} P_p.$$

α) *Expression de* P_f.

Comme précédemment pour la détermination de P_p, la puissance finale de passage P_f correspond approximativement à l'abscisse de l'asymptote « fictive » de la fonction t_2 représentée par la relation (16).

En partant de cette relation ou de sa forme simplifiée (17), on voit que $t_2 \to + \infty$ pour une valeur P_f telle que :

$$(18) \qquad P_f = \frac{J\rho_2}{K_2 - a}(T_1 - T_r) - \frac{a}{K_2 - a} P_p,$$

ou bien encore pour $P = P_f = \gamma$.

En faisant apparaître la valeur de P_f dans la relation (17), on obtient la relation simplifiée sous la même forme que celle de t_1, soit :

$$(19) \qquad t_2 = \tau_2 \log_{10} \frac{\beta - P}{P_f - P}.$$

β) *Relation de* P_e *en fonction de* P_p *et de* P_f.

Lorsqu'on a $t_1 = t_2$, la puissance ultrasonore P des équations générales de t_1 et t_2 est égale à la puissance P_e. Dans ces conditions, on peut écrire :

$$(20) \qquad \tau_1 \log_{10} \frac{P_e - \alpha}{P_e - P_p} = \tau_2 \log_e \frac{\beta - P_e}{P_f - P_e},$$

Cette égalité montre que la valeur de P_e ne peut être obtenue sous une forme générale simple ; dans le cas particulier, son calcul sera fait par itération et tâtonnement.

c. Détermination des constantes.

En vue d'effectuer une vérification des résultats théoriques, on doit déterminer physiquement les coefficients intervenant dans les différentes relations. Les coefficients ρ_1 et ρ_2 peuvent être calculés en traçant la courbe de refroidissement du liquide entre deux limites de température. Les coefficients K_1 et K_2 sont calculés par la mesure de la variation de la densité de puissance ultrasonore en fonction de la puissance ultrasonore en se basant sur la méthode du thermocouple (cf. 2e partie, § 7*a*). Ces coefficients K_1 et K_2 sont en fait ici les coefficients A_1 et A_2 calculés précédemment (cf. 2e partie, §7*b*).

Après l'exposé général de la détermination des coefficients ρ_1 et ρ_2 qui apparaissent dans les relations de t_1 et t_2, on effectue la vérification des résultats et des équations basées sur le mécanisme de la relaxation, en prenant un exemple concret.

Les valeurs obtenues pour les différents coefficients, portées dans les relations de t_1 et t_2 permettent de tracer les courbes théoriques et de vérifier que ces courbes s'ajustent aux courbes expérimentales.

Détermination des coefficients ρ_1 et ρ_2.

La détermination des coefficients ρ_1 et ρ_2 est effectuée dans la cuve de traitement en présence des ultrasons, et dans les conditions expérimentales données. Pour simplifier, on suppose que les échanges avec l'atmosphère sont négligeables car la cuve est fermée.

Si la température de la solution est T et celle du réfrigérant T_r, en posant $T_r < T$, on a une évacuation d'énergie thermique par les parois de la cuve en fonction du temps. Le nombre de calories évacuées pendant l'intervalle de temps dt est alors, $\rho(T - T_r)\ dt$, où ρ est le coefficient des échanges thermiques par les parois.

Si KP/J est l'énergie ultrasonore dégradée en chaleur dans le liquide dans l'unité de temps, dT la variation de température de la solution pendant le même temps, et C la chaleur spécifique de la solution, on peut former l'équation différentielle des échanges thermiques qui permet de calculer à puissance ultrasonore constante la diminution de la température T en fonction du temps t.

Étant donné que le coefficient des échanges ρ dépend de facteurs constants pour les deux états (nature du liquide et des parois, volume du liquide, etc...), mais aussi des mouvements et de la température du liquide qui sont différents dans les deux états, on considère donc ceux-ci séparément et l'on détermine ρ_1 pour l'état I et ρ_2 pour l'état II.

α) Dans l'état I.

On a l'équation différentielle (9).

En intégrant, on obtient :

$$t = -\frac{C}{\rho_1} \log_e \left[\frac{K_1 p}{J} - \rho_1 (T - T_r)\right]$$

et par suite :

$$T = T_r + \frac{K_1 P}{J\rho_1} - \frac{1}{\rho_1}\, e^{-t\rho_1/C}. \tag{21}$$

Quand le temps $t \to +\infty$, la température T dans l'état I atteint la température d'équilibre T_{e1}. La relation (21) peut ainsi s'écrire :

$$K_1 P/J = \rho_1 (T_{e1} - T_r).$$

En portant la valeur de $K_1 P/J$ dans la relation (9), on a :

$$C\, dT = \rho_1 (T_{e1} - T_r)\, dt - \rho_1 (T - T_r)\, dt$$
$$= \rho_1 (T_{e1} - T)\, dt.$$

En intégrant entre une température T_0 et une température quelconque T où $(T_e < T < T_0)$, on obtient alors

$$\rho_1 = \frac{2{,}3C}{t} \log_{10} \frac{T_{e1} - T_0}{T_{e1} - T}. \tag{22}$$

β) Dans l'état II.

On part de l'équation différentielle des échanges (15).

Après une première intégration, on trouve :

$$T = T_r + \frac{K_2 P - a(P - P_p)}{J\rho_2} - \frac{1}{\rho_2} \cdot e^{-\rho_2 t/c}. \tag{23}$$

Quand $t \to +\infty$, $T \to T_{e2}$. La relation (23) s'écrit alors :

$$\frac{K_2 P - a(P - P_p)}{J} = \rho_2 (T_{e2} - T_r).$$

En remplaçant dans l'équation (15)

$$\frac{K_2 P - a(P - P_p)}{J},$$

par sa nouvelle valeur, on a :

$$C\, dT = \rho_2 (T_{e2} - T_r)\, dt - \rho_2 (T - T_r)\, dt$$
$$= \rho_2 (T_{e2} - T)\, dt.$$

Après une deuxième intégration entre les valeurs de températures T_0 et T, on obtient finalement :

$$\rho_2 \quad \frac{2{,}3C}{t} \log_{10} \frac{T_{e2} - T_0}{T_{e2} - T}. \tag{24}$$

d. Calculs numériques des différents paramètres.

Nous avons déterminé précédemment un certain nombre de relations, notamment celles de t_1 et t_2, en faisant intervenir des paramètres tels que : ρ_1, ρ_2, K_1, K_2, C, τ, Q.... Certains de ces paramètres ont pu à leur tour être exprimés dans le cas général. Il importe maintenant, et à titre de vérification de ces relations, de passer à l'étude particulière des courbes expérimentales qui permettront également de compléter la théorie générale.

Les calculs sont effectués à partir d'un traitement dont les conditions expérimentales sont :

solution de KI à 50 % ; volume de la solution v : 60 cm³ ; température de la solution 35 °C. Le poids spécifique de la solution est $d = 1{,}36$, sa chaleur spécifique est :

$$C = mc = vdc = 60 \times 1{,}36 \times 0{,}9 = 73{,}44.$$

Nous nous basons également sur les courbes expérimentales de t_1 et t_2 en fonction de la puissance ultrasonore représentées à la figure 15.

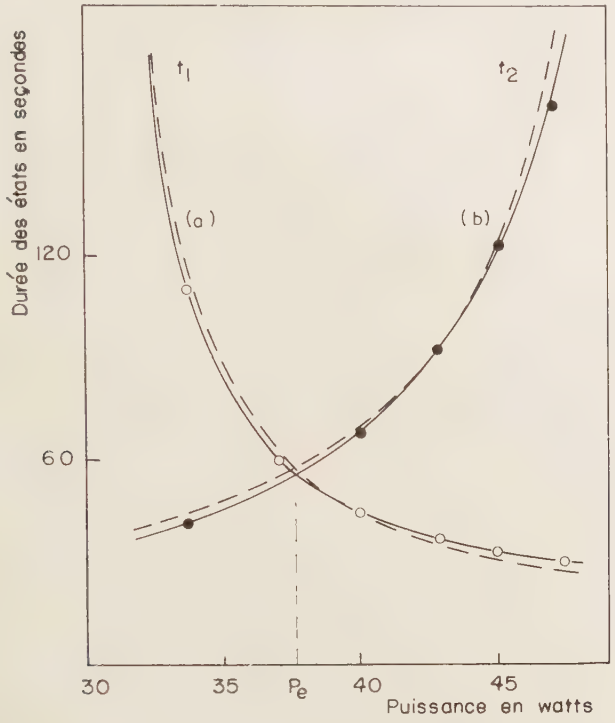

Fig. 15. — Variation des durées t_1 et t_2 exprimée en secondes en fonction de la puissance ultrasonore exprimée en watts, pour une solution de KI à 50 %, de volume 60 cm³ et à la température de 35 °C. ——— courbes expérimentales (a), (b) ; — — — courbes théoriques.

a) *Calcul de* ρ_1 *et* ρ_2.

On prend $P = 30$ watts pour la mesure de ρ_1, et $P = 40$ watts pour la mesure de ρ_2. Cette différence de puissance est nécessaire pour créer un état I et un état II de longue durée, supérieure à la durée de l'expérience limitée à 10 minutes. Pour la même raison, l'évaluation de ρ_1 et ρ_2 est faite pour une température de la solution supérieure à celle fixée précédemment.

Le problème consiste à déterminer tout d'abord la courbe de la diminution de la température T en fonction du temps t, aux deux puissances ultrasonores. La température initiale de la solution est prise pour les deux états à $T_0 = 75$ °C. Cette température est supérieure à la température d'équilibre T_e qui est aux environs de 68 à 69 °C pour les puissances ultrasonores considérées. La température T_r du réfrigérant est maintenue constante pendant toutes les expériences à la valeur de 62,5 °C $\pm$ 0,25.

Ces différences de puissance pour les deux états ne devraient normalement pas avoir d'incidence sur la valeur de ρ_1 et ρ_2, car ces différences de puissance entraînent une différence de la température d'équilibre qui est prise en considération dans les relations précédentes (22) et (24) donnant ρ_1 et ρ_2.

Les valeurs expérimentales de $T = f(t)$ obtenues permettent alors d'appliquer les relations donnant ρ_1 et ρ_2 puisque l'on connaît $C = 73{,}44$, $T_0 = 75$ °C, $T_{e1} = 68{,}25$ °C, $T_{e2} = 69{,}25$ °C et les coordonnées d'un point pris sur chaque courbe $T = f(t)$.

Pour l'état I, on prendra par exemple les coordonnées : $t = 4$ mn et la température correspondante $T = 69$ °C. On a alors :

$$\rho_1 = \frac{170}{240} \log_{10} \frac{75 - 68{,}25}{69 - 68{,}25}, \quad \text{d'où :} \quad \rho_1 = 0{,}67.$$

Pour l'état II, on prendra les coordonnées $t = 4$ mn et la température correspondante $T = 70$ °C, soit :

$$\rho_2 = \frac{170}{240} \log_{10} \frac{75 - 69{,}25}{70 - 69{,}25}, \quad \text{d'où :} \quad \rho_2 = 0{,}63.$$

On constate que les coefficients des échanges thermiques sont pratiquement égaux pour les deux états, on prendra donc la valeur moyenne : $\rho = 0{,}65$ pour la suite des calculs.

L'égalité des deux coefficients ne représente vraisemblablement qu'un cas d'espèce dû à la nature et à la forte concentration de la solution, compte tenu du faible volume de la solution et par suite de la surface présentée à l'évacuation thermique.

En fait, on pouvait s'attendre à ce que ρ_1 fut différent de ρ_2 car ces coefficients dépendent, dans une certaine mesure, du degré d'agitation de la solution. Or, dans chacun des deux états, le degré d'agitation est différent.

Dans la cavitation de gaz, on observe une forte agitation de la solution ainsi que des mouvements tourbillonnaires ; les échanges se feraient donc comme dans un écoulement tourbillonnaire.

Dans la cavitation de vapeur, par contre, les mouvements sont pratiquement inexistants. La solution semble subir l'action d'un rayonnement d'ondes ultrasonores stationnaires. Les bulles de vapeur très petites ou microscopiques se déplacent avec les molécules de liquide principalement sur des plans parallèles équidistants de $\lambda/2$; dans ce cas, les échanges thermiques s'effectuent selon une diffusion laminaire. Dans tous les cas, les thermiciens et notamment Mc Adams [25, pp. 255-259] trouvent que les échanges thermiques dans un écoulement laminaire sont plus faibles que dans un écoulement tourbillonnaire. Nous n'avons cependant pas constaté de différence entre ρ_1 et ρ_2 dans les conditions expérimentales présentes.

b) *Détermination de l'équation de* t_1 *à partir de la courbe expérimentale* (*a*).

L'équation de t_1 en fonction de la puissance ultrasonore se présente sous la forme :

$$t_1 = \tau_1 \log_{10} \frac{P - \alpha}{P - P_p}. \tag{14}$$

La courbe de t_1 en fonction de P est connue (courbe *a*, Fig. 15). Pour déterminer l'équation de t_1 il suffit de connaître :

α) la valeur de τ_1, par exemple : 260,

β) deux points de coordonnées différentes sur la courbe (*a*), par exemple les coordonnées : $P = 34$ watts et $t_1 = 110$ s ; $P = 40$ watts et $t_1 = 45$ s.

On forme le système des deux équations aux deux inconnues α et P_p qu'il reste à déterminer pour expliciter l'équation de t_1.

Avec les exemples choisis, les équations à résoudre sont les suivantes :

$$110 = 260 \log_{10} \frac{34 - \alpha}{34 - P_p} \quad \text{et} \quad 45 = 260 \log_{10} \frac{40 - \alpha}{40 - P_p}.$$

Après résolution, on trouve $P_p = 31{,}5$ et $\alpha = 27{,}3$ d'où :

$$t_1 = 260 \log_{10} \frac{P - 27{,}3}{P - 31{,}5}.$$

c) *Détermination de l'équation de t_2 à partir de la courbe expérimentale (b).*

On a :

$$t_2 = \tau_2 \log_e \frac{\beta - P}{P_f - P}. \tag{19}$$

On procède de la même façon. On prend deux points de coordonnées différentes sur la courbe (*b*), soient : $P = 15$ watts, $t_2 = 120$ s et $P = 38$ watts, $t_2 = 60$ s. On forme ensuite le système des deux équations aux deux inconnues β et P_f à déterminer.

Comme précédemment puisque $\rho_1 = \rho_2 = 0{,}65$, $\tau_1 = \tau_2 = 260$, on obtient les équations suivantes :

$$120 = 260 \log_{10} \frac{\beta - 45}{P_f - 45} \quad \text{et} \quad 60 = 260 \log_{10} \frac{\beta - 38}{P_f - 38},$$

Après résolution, on trouve :

$$P_f = 49{,}1 \quad \text{et} \quad \beta = 57.$$

L'équation de la courbe de t_2 s'écrit alors :

$$t_2 = 260 \log_{10} \frac{57 - P}{49{,}1 - P}.$$

d) *Calcul de* K_1 *et* K_2.

K_1 et K_2 représentent les coefficients d'absorption globaux pour l'état I et pour l'état II.

$$K_1 = \frac{I - I_1}{I} \quad \text{et} \quad K_2 = \frac{I - I_2}{I}.$$

Avec les valeurs de $I = 2{,}62$ watts/cm², $I_1 = 0{,}84$ watts/cm², et $I_2 = 1{,}57$ watts/cm², on obtient : $K_1 = 0{,}68$ et $K_2 = 0{,}4$.

e) *Calcul de* $T_2 - T_1$.

Ce calcul peut s'effectuer en partant de la relation : $P_p - \alpha = (J\rho/K_1)(T_2 - T_1)$, appartenant à l'état I.

On a alors

$$T_2 - T_1 = (K_1/\rho_1)(P_p - \alpha),$$

et par suite : $T_2 - T_1 \approx 1$ °C.

f) *Calcul de* a.

Ce calcul peut s'effectuer en partant de la relation (12) :

$$\beta - P_f = \frac{J\rho}{K_2 - a}(T_2 - T_1),$$

Avec les valeurs données on trouve $a \approx 0{,}06$.

g) *Calcul de* Q.

On avait posé, $Q = \frac{a}{J}(P - P_p)$. Si on effectue le calcul pour la puissance ultrasonore maximale ($P = 50$ watts) la valeur de Q est alors :

$$Q \approx 0{,}27 \text{ cal/s}.$$

h) *Calcul de* $T_1 - T_r$ *et* $T_2 - T_r$.

Le calcul peut être conduit séparément pour les deux états :

— en partant de la relation de l'état I :

$$\alpha = (J\rho/K_1)(T_1 - T_r),$$

on a :

$$T_1 - T_r = 6{,}83 \text{ °C}.$$

— en partant de la relation de l'état II,

$$T_1 - T_r = \left(P_f + \frac{a}{K_2 - a} P_p\right)\left(\frac{K_2 - a}{J\rho}\right).$$

On aurait encore pu effectuer ces calculs en partant des relations :

$$P_p = \frac{J\rho_1}{K_1}(T_2 - T_r),$$

dans l'état I, et

$$\beta = \frac{J\rho_2}{K_2 - a}(T_2 - T_r) - \frac{a}{K_2 - a} P_p,$$

pour l'état II. On trouve alors dans le premier cas :

$$T_2 - T_r = 7{,}87 \text{ °C},$$

et dans l'autre cas :

$$T_2 - T_r = 7{,}83 \text{ °C}.$$

i) *Calcul de* P_e.

En partant de la relation (20), on a :

$$\log_{10} \frac{P_e - 27{,}3}{P_e - 31{,}5} = \log_{10} \frac{57 - P_e}{49{,}1 - P_e}.$$

Le calcul de P_e à partir de cette égalité peut être fait par itération et tâtonnement Le résultat obtenu est $P_e = 37{,}6$ watts ; il est identique à la valeur de P_e expérimentale.

e. Vérification des résultats.

Cette vérification est effectuée en comparant les résultats des calculs de $T_1 - T_2$, $T_1 - T_r$, P_e, etc., avec les valeurs obtenues expérimentalement. Leur accord est constaté ; on obtient également un ajustement correct des courbes expérimentales représentées figure 15 en traits pleins, et des courbes théoriques tracées en pointillés en partant des relations générales de t_1 et t_2.

En résumé les résultats expérimentaux et théoriques permettent de conclure que l'état I est la cavitation de gaz et l'état II la cavitation de vapeur. La relaxation de ces cavitations sera exprimée sous la forme générale « la relaxation des cavitations ».

Il reste maintenant à étudier le caractère propre à chaque cavitation et en particulier les effets produits par chacune d'elles.

QUATRIÈME PARTIE

QUELQUES APPLICATIONS DU PHÉNOMÈNE DE RELAXATION DES CAVITATIONS.

ÉTUDE DES EFFETS CHIMIQUES, DE LA SONOLUMINESCENCE, DES EFFETS EROSIFS

On sait, depuis longtemps, que la cavitation ultrasonore produit dans certaines conditions des effets chimiques, mécaniques, biologiques, thermiques, optiques, etc. Si la plupart des auteurs sont d'accord pour reconnaître les phénomènes, leurs interprétations sont souvent divergentes.

Nous ne discuterons pas ici les hypothèses formulées pour expliquer si l'action de base est thermique, mécanique, électrique, etc., nous montrerons seulement la relation entre le phénomène de relaxation et les effets produits.

Nous présenterons, à titre d'exemple, quelques résultats concernant les actions chimiques, la sonoluminescence et les effets érosifs produits par la cavitation.

Comme l'on sait maintenant distinguer et produire à volonté l'une ou l'autre cavitation sans changer la nature du liquide irradié par l'introduction de corps étrangers, on peut rechercher à quelle cavitation sont dues les différentes actions ultrasonores.

1. Les actions chimiques.

Les actions chimiques sont souvent attribuées aux fréquences ultrasonores plus élevées que 100 kHz, et à la cavitation de gaz [26, à 29], car l'introduction dans la solution irradiée de traces de liquide à forte tension de vapeur : éther ou acétone par exemple, annihilent aussitôt ces effets en créant la cavitation de vapeur ; et la plupart des autres effets sont imputés, à tort ou à raison, à la cavitation de vapeur [30, 31, 32, 33 etc.]. Les travaux sur les actions chimiques sont très nombreux. Un grand nombre de solutions ont été irradiées en faisant aussi varier, plus ou moins, la valeur des paramètres : puissance ultrasonore, fréquence, température et concentration des solutions, etc.... Les résultats obtenus sont souvent divergents. La cause principale de ces divergences est l'apparition du phénomène de relaxation des cavitations au cours de la durée de leur traitement.

Les actions chimiques des ultrasons peuvent se résumer à trois types de réactions selon la solution considérée :

a) oxydation en milieu aqueux de corps minéraux ou organiques,

b) réduction,

c) accélération de la vitesse de décomposition de certaines réactions.

Nous nous limiterons à l'étude du phénomène d'oxydation d'une solution de KI, mais les résultats obtenus peuvent être étendus aux autres solutions et aux autres actions chimiques puisque ces résultats sont liés à la relaxation des cavitations et que celle-ci peut être produite dans la plupart des solutions.

a. Matériel et méthode.

Les expériences sont effectuées sur une solution de KI de 50 %, de volume 60 cm^3, maintenue à la température de 35 °C. L'énergie ultrasonore appliquée à la solution est gardée constante à la valeur de 40 watts. Au cours du traitement, l'oxydation de la solution produit une libération d'iode qui colore la solution. Cette coloration est prise pour critère de l'action chimique. La valeur de la coloration est mesurée en continu à l'aide d'un électrophotomètre (*).

Pendant l'irradiation ultrasonore, la différentiation des états est faite en même temps que l'enregistrement de l'absorption de lumière par celui de l'intensité du bruit de cavitation.

b. Résultats.

Les effets chimiques sont étudiés à l'aide de deux enregistrements séparés. En effet, l'électrophotomètre mesure les variations de l'absorption de l'intensité lumineuse à la traversée de la solution pendant son irradiation. Diverses absorptions apparaissent, dont celles dues à :

a) la coloration de la solution par l'iode formé que nous cherchons à mesurer ;

(*) Du type Meunier.

b) la diffusion par les bulles qui est beaucoup plus importante que celle due aux mouvements du liquide ;

c) la diffusion par les molécules de KI. Cette dernière dépend de la concentration de la solution et de l'agitation moléculaire qui dépend de la température de la solution. Comme la concentration et la température sont ici constantes, il ne reste que les absorptions (*a*) et (*b*) à considérer.

Pour séparer ces deux absorptions et obtenir la courbe réelle de la cinétique de l'iode libéré, on procède en deux étapes.

α) *On enregistre l'absorption due aux bulles.*

On obtient l'enregistrement (*a*) représenté à la figure 16.

Pour effectuer cette mesure, on ajoute initialement à la solution de KI 2 à 3 gouttes d'une solution d'hyposulfite de sodium à N/10, pour empêcher la coloration de la solution sans modifier d'une façon sensible ses propriétés physiques.

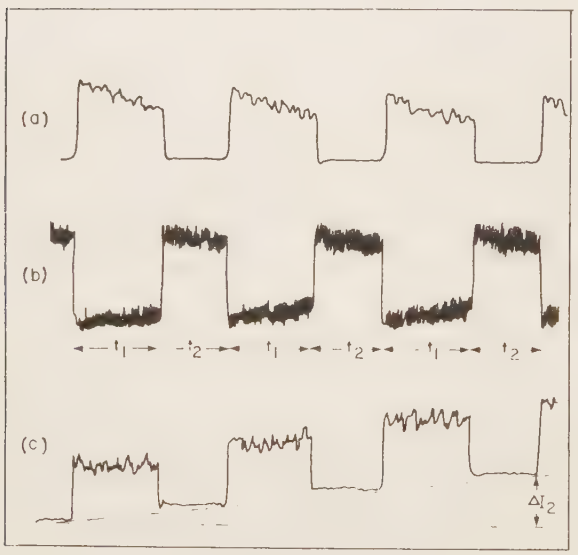

Fig. 16. — Diagrammes des enregistrements de l'absorption optique et de l'intensité du bruit de cavitation en fonction du temps et pendant la relaxation. *a*) Variation de l'absorption due aux bulles de cavitation ; *b*) variation concomitante de l'intensité du bruit de cavitation ; *c*) variation de l'absorption due aux bulles de cavitation et à l'iode libéré.

Le graphe montre que l'absorption due aux bulles n'apparaît qu'un état sur deux. L'enregistrement simultané du bruit de cavitation (graphe *b*) permet de constater que l'absorption due aux bulles correspond à l'état I ; elle est maximale au début de cet état et va en décroissant jusqu'à une certaine valeur lorsque l'état II fait son apparition, et alors elle devient négligeable.

β) *On enregistre l'absorption globale* : (iode formé (I_2) + bulles).

L'enregistrement de cette absorption est effectué dans les mêmes conditions. On obtient le graphe (*c*). La comparaison des trois enregistrements montre que l'iode libéré est nul dans l'état II puisque les tracés (*a*) et (*c*) présentent une pente nulle pendant ces durées. Dans les états I par contre, le tracé de (*c*) est sensiblement un palier, tandis que celui de (*a*) est décroissant. On en conclut que l'iode formé et l'absorption lumineuse qu'il produit compense dans cette expérience la diminution de l'absorption des bulles pendant cet état I. Il n'en est peut-être pas toujours ainsi et nous ne savons pas s'il existe une relation entre l'absorption lumineuse due aux bulles et l'activité chimique ; cette question déborde d'ailleurs le cadre fixé.

En tout cas, pour un temps de traitement donné, l'iode formé est la somme des quantités libérées pendant chaque état I, puisque l'état II ne produit pas d'effets chimiques. La cinétique réelle est une courbe en escalier. Une libération d'iode nulle ($I_2 = 0$) signifie que le traitement ultrasonore a eu lieu uniquement dans l'état II. La puissance ultrasonore était alors supérieure à P_f.

En fonction de la puissance ultrasonore, les effets chimiques présentent donc un maximum compris entre P_p et P_f à une puissance ultrasonore P_m légèrement supérieure à P_e pour laquelle la durée de l'état I est égale à la durée de l'état II (Fig. 17). En effet, on constate que la libération d'iode n'est pas proportionnelle à la durée de l'état I, qu'un état I

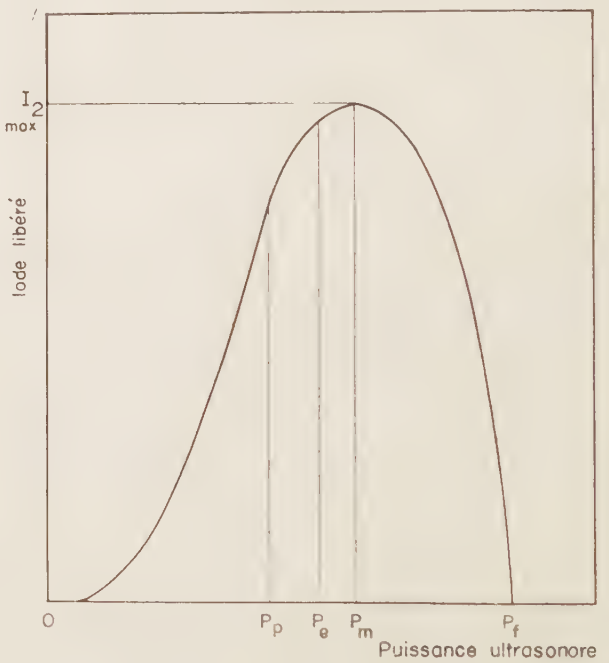

Fig. 17. — Variation du taux d'iode libéré par la cavitation en fonction de la puissance ultrasonore. P_m, puissance correspondant au maximum des effets chimiques, P_e puissance pour laquelle les durées t_1 et t_2 de la relaxation sont égales, P_p puissance de passage à la relaxation, P_f, puissance finale de la relaxation.

de longue durée produit moins d'iode que deux états I de durée deux fois moins longue, séparés par un état II. Cette non-linéarité et cet effet de la durée semblent liés à la cinétique du dégazage de la solution et aux rayons des bulles formées. Nous n'examinerons pas plus profondément ici ces problèmes et nous tirerons maintenant les conclusions qui relèvent de cette étude.

c. Conclusions.

Ces premiers résultats ont montré notamment que :

α) à une certaine puissance ultrasonore P_f, les effets chimiques deviennent nuls et l'on a le même résultat pour toutes les puissances ultrasonores supérieures à cette valeur. Il ne suffit donc pas d'augmenter la puissance ultrasonore pour accroître le taux des effets chimiques ;

β) pour une puissance ultrasonore moindre, comprise entre P_f et P_p, on est dans la plage des relaxations. Dans ce cas, les effets chimiques ne sont produits qu'un état sur deux et dans l'état I, c'est-à-dire dans l'état de cavitation de gaz de la solution ;

γ) l'idée souvent admise que la cavitation de gaz est responsable des effets chimiques confirme en même temps l'hypothèse que nous avons formulée pour expliquer le phénomène de relaxation ;

δ) puisque les effets chimiques sont liés à la relaxation des cavitations, on devra, lors de tout traitement ultrasonore, s'assurer de la présence ou de l'absence de cette relaxation car son apparition serait à la base de divergences dans les résultats expérimentaux et fausserait les conclusions.

2. La sonoluminescence.

Le phénomène de luminescence produit dans un liquide par un rayonnement ultrasonore de fréquence 500 kHz fut observé pour la première fois en 1934 par Frenzel et Schultes [34]. Chambers [35] en 1936 donna le nom de sonoluminescence à la lumière émise. Depuis, nombreux sont les expérimentateurs qui ont rapporté des observations sur ce phénomène produit par des ondes sonores ou ultrasonores de grande amplitude et ont fait des hypothèses concernant son origine.

Quatre théories au moins sont généralement retenues pour expliquer ce phénomène de luminescence et les effets chimiques, car l'un et l'autre varient parallèlement.

a) La théorie mécano-chimique de Weyl et Marboe [36] qui suppose que les effets chimiques et la luminescence résultent de réactions entre les ions formés par des actions mécaniques lors de la naissance de la bulle de cavitation.

b) La théorie des charges de Frenkel [37] selon laquelle des charges de signes contraires se forment sur les parois des cavités lors du déchirement du liquide pendant leur grossissement. C'est la combinaison des charges de signes opposés qui produirait la luminescence au moment de l'implosion.

c) La théorie thermique de Noltingk et Neppiras [38] selon laquelle pendant l'implosion de la bulle la compression adiabatique de son contenu produit une élévation de la température jusqu'à l'incandescence du gaz.

d) La théorie thermo-chimique de Griffing et Sette [39] qui propose que l'élévation adiabatique de la température crée une dissociation thermique et par suite une chimiluminescence lors de la recombinaison.

Si l'origine de la luminescence et certains résultats sont encore discutés, tous les auteurs sont d'accord pour reconnaître que la luminescence est liée à la cavitation. La limite inférieure de l'existence du phénomène est donc le seuil de cavitation, et cette cavitation est gazeuse.

Nombreux furent les expérimentateurs qui ont constaté la limite supérieure de l'existence de cette luminescence. Lewsin et Rschevkin [40], Harvey [41] Lindström [42], ..., pour n'en citer que quelques-uns, mais personne jusqu'ici n'a donné d'explication à son extinction. L'étude de la luminescence basée sur le phénomène de relaxation des cavitations permettra notamment de répondre à cette question.

a. Matériel et méthode.

On irradie à la température de 35 °C une solution de KI de 50 % de volume 60 cm³ et contenant quelques cristaux d'hyposulfite de sodium pour empêcher la coloration.

L'intensité de la luminescence est mesurée dans le spectre visible à l'aide d'un photomultiplicateur d'électrons (*), dont la tension de sortie est appliquée au galvanomètre enregistreur suiveur de spot par l'intermédiaire d'un amplificateur. La cuve de traitement du type précédent est rendue complètement étanche à la lumière extérieure. Sur l'une des faces de la cuve est ménagée une fenêtre circulaire en glace dont le diamètre est de 45 mm. Le photomultiplicateur vissé sur la cuve a son ouverture dirigée vers la fenêtre.

Pendant les traitements, la différenciation des états est faite à l'aide de l'enregistrement simultané de l'intensité de la luminescence et de l'intensité du bruit de cavitation.

b. Résultats.

Dans une première expérience, nous fixons la puissance ultrasonore à 50 watts, puissance légèrement supérieure à P_f. L'enregistrement de l'intensité de la luminescence δ en fonction du temps t donne le graphe (*a*) représenté figure 18.

Il montre que l'intensité de la luminescence atteint dès le début de l'irradiation une forte amplitude δ_0, croît ensuite vers un maximum δ_{max} et décroît ensuite jusqu'à l'instant où l'intensité de la luminescence devient soudainement et définitivement nulle.

Nous avons constaté que les amplitudes δ_0 et δ_{max} dépendent des conditions expérimentales, il en est de même du temps pour atteindre le maximum. Leur valeur ne dépend pas directement du dégazage de la solution dû aux ultrasons, sauf la valeur t_f de la disparition de la luminescence produite par l'apparition de la cavitation de vapeur.

(*) Tube R.C.A. 5819.

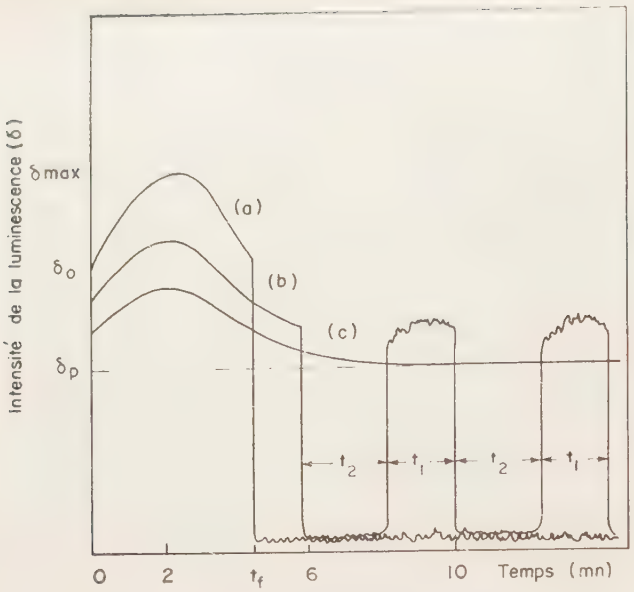

Fig. 18. — Variation de l'intensité de la sonoluminescence δ dans une solution non dégazée initialement en fonction du temps exprimé en minutes ; (*a*) puissance ultrasonore légèrement supérieure à P_f (δ_0 = amplitude de la luminescence au commencement de l'irradiation, δ_{max} = amplitude maximale de la luminescence, t_f = temps au bout duquel la luminescence disparaît avec passage de l'état I à l'état II) ; (*b*) puissance ultrasonore comprise entre P_p et P_f: (Relaxation de la luminescence, production de la luminescence dans l'état I et disparition de la luminescence dans l'état II) ; (*c*) puissance ultrasonore légèrement inférieure à la puissance P_p. (Absence de relaxation ; la luminescence passe par un maximum et décroît vers un palier d'amplitude δ_p).

Dans une deuxième expérience, la puissance ultrasonore est fixée à 40 watts, valeur comprise entre P_p et P_f dans la plage des relaxations. L'enregistrement de l'intensité de la luminescence est représenté par le graphe (*b*). Il montre que :

a) δ_0 et δ_{max} sont légèrement plus faibles qu'à 50 watts ;

b) la luminescence est produite pendant la durée t_1 de la cavitation de gaz. Elle disparaît soudainement lorsque la cavitation de vapeur se manifeste et garde cette valeur nulle pendant toute la durée t_2 ;

c) la succession des apparitions et des disparitions de la luminescence a lieu au rythme des états de cavitations.

Enfin, dans une troisième expérience, la puissance ultrasonore est maintenue à une valeur inférieure à P_p, à la puissance de 25 watts. Il n'y aura pas de relaxation des cavitations mais seulement l'état I. L'enregistrement de l'intensité de la luminescence est représenté par le graphe (*c*). Il précise que δ_0 et δ_{max} sont plus faibles et que l'intensité de la luminescence tend après un certain temps vers un palier dont l'amplitude δ_p dépend des conditions expérimentales.

c. Conclusion.

La relaxation des cavitations permettant de distinguer la cavitation de gaz de la cavitation de vapeur a conduit à la constatation que la luminescence se produit en même temps que les effets chimiques pendant la cavitation de gaz et que ces phénomènes lumineux et chimiques sont toujours nuls durant la cavitation de vapeur. Ces résultats expliquent donc les causes de l'extinction de la luminescence observée par de nombreux chercheurs lorsque la température de leur solution atteignait seulement 40 ou 50 °C.

3. Les effets érosifs.

Le phénomène de cavitation avait été entrevu par Euler [43] en 1754, mais il faut attendre Reynolds en 1894 [44] pour obtenir une première description de la cavitation formée par un courant d'eau passant dans un venturi. Puis, en 1912, on note les premières observations sur la destruction par cavitation [45, 46]. En 1917, Rayleigh [47] calcule que l'affaissement d'une cavité sphérique peut engendrer dans le liquide des pressions importantes qui seraient à la base de l'action de destruction.

Parsons et Cook [48], en 1919, formulent une première hypothèse de l'action destructrice en la considérant comme purement mécanique.

Depuis plus de cinquante ans, le problème du mécanisme de cette action reste posé. Les méthodes expérimentales utilisées pour l'expliquer furent nombreuses et variées [49 à 53] etc. ; elles n'ont pas permis de résoudre certaines difficultés d'une façon satisfaisante. Actuellement, la controverse continue entre les partisans d'une théorie purement mécanique de la destruction [54 à 57], et ceux qui considèrent également l'apport d'une action chimique [58, à 61].

a) Les premiers attribuent l'action de destruction à l'effet de martèlement de la pression produite lors de l'implosion des cavités et admettent que le contact de la cavité avec la surface du métal n'est pas nécessaire, l'action mécanique pouvant être transmise par le liquide.

Harvey [62], Güth [63], Kuttruff [64] et d'autres ont montré d'ailleurs qu'une onde de choc est formée lors de l'implosion de la cavité. L'action mécanique est alors produite par la pression de l'onde de choc sur le métal ; et cette action est d'autant plus grande que la cavité au moment de l'implosion est plus proche de la surface du métal.

b) D'autres prétendent que la destruction s'effectue également par l'intermédiaire d'une action chimique ou corrosion ; dans ce cas, cette dernière pourrait être due à une action thermique ou électrique.

Ceux qui admettent pour base une action thermique considèrent que la compression adiabatique du gaz lors de la contraction de la cavité entraîne un échauffement important de plusieurs centaines de degrés centigrades [38, 64, 65, 66].... Cette différence de température entre deux points voisins du métal serait évidemment susceptible d'y produire des courants électriques qui donneraient lieu localement à

un effet électrolytique dans la solution et à l'attaque superficielle du métal [58, 59, 67]....

D'autres considèrent que ces températures élevées sont capables d'oxyder directement le métal [68]. Mentionnons enfin ceux qui supposent l'action possible d'une décharge électrique qui produirait l'ionisation du gaz dans la cavité ; les ions formés attaqueraient ensuite le métal [69]....

L'analyse des recherches effectuées dans ce domaine jusqu'à maintenant montre que certaines lacunes empêchent toujours d'effectuer une synthèse valable concernant les mécanismes de la destruction et de faire un choix parmi les différentes théories proposées.

On est surpris de constater cependant qu'aucune étude sur les effets de destruction des matériaux à l'aide des ultrasons de haute fréquence n'est rapportée dans la littérature traitant de ces problèmes. Or, des tests sur la résistance des matériaux à la cavitation sont couramment effectués depuis Gaines [50] en 1932, à l'aide de magnétostricteur vibrant à des fréquences de l'ordre de 20 kHz. On conçoit que les fréquences basses soient utilisées de préférence aux fréquences élevées pour de telles applications, car l'énergie mécanique de la cavitation ultrasonore est alors plus grande et par suite les tests sont plus rapidement effectués ; il ne faudrait cependant pas négliger l'apport théorique qui peut résulter d'une étude systématique aux fréquences élevées, avec des matériaux moins résistants et des moyens différents.

Les expériences que nous avons réalisées ont donc été effectuées dans le but de constater l'érosion obtenue dans la cavitation de gaz et dans la cavitation de vapeur, sachant qu'en cavitation de gaz interviennent à la fois les effets chimiques et les effets mécaniques, tandis qu'en cavitation de vapeur les effets chimiques sont nuls et les effets mécaniques renforcés [70].

a. Matériel et méthode.

L'érosion produite par la cavitation ultrasonore, à la fréquence de 1 MHz, est mesurée sur une feuille de clinquant d'aluminium d'une épaisseur de 3/100 de millimètre, et d'une surface de 30 cm². La feuille de clinquant, complètement immergée dans la solution, est maintenue verticale, parallèlement à la direction de propagation du rayonnement et dans un plan diagonal de la cuve parallélipipédique décrite précédemment.

On a décelé à l'aide d'un galvanomètre l'absence de courant voltaïque entre la plaquette en aluminium et la cuve en acier inoxydable, ce qui a permis de s'assurer que pendant les traitements il n'y avait pas de contact entre les deux métaux de nature différente ; on a éliminé ainsi un effet parasite qui aurait pu modifier des résultats. On a choisi une solution électrolytique (KCl) parmi d'autres possibles, car on a constaté expérimentalement une forte érosion après un certain temps d'irradiation. Après l'essai de plusieurs concentrations, on a observé le maximum d'érosion à une concentration de l'ordre de 5 %. C'est à cette concentration de KCl dans de l'eau bidistillée que les expériences ont été effectuées.

On a apprécié empiriquement le degré d'érosion après trois heures d'irradiation par la valeur de la surface percée.

b. Résultats.

α) Dans une première expérience, le traitement fut effectué en cavitation de gaz, en prenant les conditions expérimentales suivantes : la puissance ultrasonore était de 35 watts, le volume de 100 cm³ et la température de 50 °C.

On s'est alors assuré que l'irradiation, à la pression atmosphérique était produite à une puissance ultrasonore légèrement inférieure à la puissance P_p. Après trois heures d'ultrasonation, on constatait que le clinquant était percé d'un certain nombre de trous de différentes dimensions et portait l'empreinte du geyser, et de son image réfléchie dans la solution, le tout sous la forme d'un losange de 2 cm² environ de superficie.

β) Dans une deuxième expérience effectuée sans ultrasons et dans les mêmes conditions, aucune trace de corrosion ne fut observée sur le clinquant.

γ) Dans une troisième expérience on établissait les conditions suivantes pour avoir l'irradiation en cavitation de vapeur : la puissance ultrasonore était portée à la valeur maximale donnée par le générateur ($P = 50$ watts), le volume et la température de la solution étaient maintenus à leur valeur précédente ($v = 100$ cm³ et $T = 50$ °C).

Pour obtenir la cavitation de vapeur, et pour que la puissance soit légèrement supérieure à P_f, on a réalisé une dépression de 10 cm Hg au-dessus de la solution pendant toute la durée de l'irradiation. On a compensé la perte d'oxygène qui en résultait dans la solution en remplaçant l'air surmontant celle-ci par une atmosphère d'oxygène. Après trois heures de traitement dans ces conditions, on n'observe pas la moindre trace de corrosion, bien que la puissance ultrasonore eût été supérieure.

Une vérification de ce résultat était cependant souhaitable, car les conditions expérimentales étaient légèrement différentes dans la cavitation de gaz et dans la cavitation de vapeur.

δ) L'expérience complémentaire fut réalisée en cavitation de gaz, en effectuant le traitement sous la même dépression en présence d'oxygène mais en abaissant la température de la solution à 25 °C et la puissance à 35 watts afin d'être, à nouveau, à une puissance ultrasonore légèrement inférieure à la puissance P_p.

Les résultats furent alors semblables à ceux de la première expérience.

c. Conclusion.

L'érosion ultrasonore haute fréquence apparaît en cavitation de gaz lorsqu'on constate les effets chimiques et la luminescence ; l'érosion serait donc liée à un effet électrique [71, 72] et par suite à une corrosion.

On conclut donc que le rayonnement ultrasonore de haute fréquence agit exclusivement par l'intermédiaire de la cavitation de gaz selon un mécanisme électro-chimique qui entraîne une altération de la surface du métal et une diminution de sa résistance mécanique. C'est seulement après cette action première, fondamentale, que se produit l'arrachement des particules métalliques sous les effets mécaniques (mouvements tourbillonnaires du liquide, variations de pression instantanée sur le métal, etc...)

Des essais avec d'autres solutions semblent en outre montrer que la vitesse de la corrosion est basée sur l'affinité entre les phases présentes du système chimique solution-métal, chaque système possédant sa vitesse de réaction propre. Les ultrasons agiraient donc comme catalyseur en augmentant cette vitesse de réaction. D'autres expériences devront cependant être effectuées pour préciser le mécanisme des actions et le degré de l'érosion selon les conditions expérimentales.

On peut se reporter à la référence [73] pour obtenir quelques précisions et le détail des calculs.

CONCLUSION

Le travail présenté ici a été effectué tout d'abord dans le but d'expliquer un nouveau phénomène observé : les relaxations des cavitations ; ensuite, en s'aidant de celui-ci, d'acquérir de nouvelles connaissances sur les cavitations de gaz et de vapeur et de distinguer leurs actions. La première étape de ces études a consisté à dénombrer les paramètres et à déterminer l'influence de leur variation sur le phénomène lui-même.

Ayant émis l'hypothèse que les relaxations des états I et II de la cavitation pouvaient être respectivement une relaxation de la cavitation de gaz et de la cavitation de vapeur, on a tenté de lier cette relaxation à la relation théorique de la naissance de la cavitation de vapeur :

$$(p_0 - p_v)^2 = 2\rho IV.$$

On a pu constater expérimentalement que cette relation pouvait être utilisée.

Cependant, la mesure de la densité de puissance I dans le liquide, effectuée à l'aide d'un thermocouple étalonné, a montré qu'en appliquant cette relation la valeur de I obtenue est plusieurs fois supérieure à celle nécessaire pour que la pression dans le liquide atteigne la tension de vapeur du liquide. Cette valeur supérieure de la pression dans le liquide s'explique par le travail supplémentaire qu'il a fallu fournir aux bulles pour compenser les différentes pertes (thermodynamique, viscosité, rayonnement) dues aux bulles.

Dans la deuxième étape, on précise le mécanisme physique de la relaxation et sa représentation. Le phénomène est mis en équations.

Le mécanisme de la relaxation s'explique si l'on tient compte de l'effet des bulles de gaz dans l'état I et des bulles de vapeur dans l'état II, et des variations simultanées de la densité de puissance ultrasonore et de la température de la solution dans chaque état.

Cette relaxation peut se représenter dans le système de coordonnées p, T, par un cycle fermé de forme parallélogrammatique situé entre deux courbes logarithmiques du même genre que la courbe de tension de vapeur et définies en fonction de la température par les pressions ultrasonores extrêmes dans l'état I et dans l'état II.

Enfin, dans une dernière étape, grâce à la possibilité de produire l'un ou l'autre des deux états, on a pu étudier les effets propres à chaque cavitation. On a ainsi mis en évidence, notamment, que les effets chimiques et la luminescence vont de pair et ne sont produits qu'en cavitation de gaz et disparaissent soudainement lorsque la cavitation de vapeur s'instaure. L'érosion a été obtenue beaucoup plus rapidement dans la cavitation de gaz. Les effets mécaniques étant plus faibles dans cette cavitation, il faut donc qu'un facteur propre aux actions chimiques et à la luminescence intervienne ici et se superpose aux effets mécaniques dus à l'implosion des bulles dans cette cavitation.

En conclusion, le phénomène de relaxation des cavitations ne devrait maintenant plus être ignoré, car son existence lors de traitements ultrasonores est la principale cause des divergences de résultats. Il s'impose donc que soit vérifiée l'absence de relaxation lors de toute ultrasonation, si l'on veut obtenir des résultats comparatifs que l'on puisse soumettre valablement à l'interprétation. La mise en évidence de cette relaxation permet en outre d'établir la distinction entre les deux cavitations, et certains problèmes physiques et théoriques peuvent être plus facilement étudiés : la formation des bulles de gaz et de vapeur, les différents effets, etc.

L'absorption et la diffusion de l'énergie acoustique étant différente selon que l'on est en cavitation de gaz ou en cavitation de vapeur, comme l'ont montré les diagrammes de la densité de puissance en fonction de la puissance, une étude sur la propagation de l'énergie acoustique dans un champ de cavitation pourrait peut-être présenter un intérêt particulier pour la transmission de l'information à travers des milieux liquides.

Le phénomène de relaxation que nous avons observé se révèle donc être un auxiliaire extrêmement précieux pour l'étude de la cavitation en général ou des effets qui s'y rattachent ; il ouvre de nombreuses perspectives de recherches.

Qu'il me soit permis de témoigner ma reconnaissance à l'Institut national de la recherche agronomique en la personne de M. Busnel, Directeur du laboratoire de Physiologie acoustique, qui m'a encouragé à effectuer ce travail dans son laboratoire.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à M. Guilbot, Directeur du laboratoire de Biochimie et de physico-chimie des céréales à l'Institut national de la recherche agronomique, qui a bien voulu

m'accueillir dans son laboratoire afin de continuer les recherches dans le domaine des ultrasons.

Je remercie vivement M. le professeur Lucas, qui m'a guidé dans ce travail et m'a fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Mes remerciements vont aussi à M. le professeur Amiel qui s'est intéressé à mon travail et a bien voulu accepter de juger cette thèse.

Que M. le professeur Le Corre trouve ici l'expression de ma reconnaissance pour ses conseils et pour sa participation au jury de l'examen.

Il m'est agréable de mentionner ici toute la sympathie que m'a témoignée mon ancien professeur, M. Bouchard, Directeur de l'École française de radioélectricité et d'électronique.

Je voudrais exprimer une gratitude particulière à MM. Badilian et Baldo, pour la compétence et le dévouement avec lesquels ils ont participé aux expériences.

Je remercie également tous ceux qui ont contribué à la réalisation matérielle de cette thèse, et notamment M^me *Bordas, pour le soin particulier qu'elle a apporté à la dactylographie du texte.*

Je ne saurais enfin oublier d'adresser mes remerciements aux services de la Recherche navale des U.S.A. (O.N.R.) pour leur aide matérielle.

Manuscrit reçu le 17 *novembre* 1966.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Bergmann (L.). Der Ultraschall. (Les ultrasons.) *Ed. Hirzel*, Stuttgart (1954) 1114 p. et son complément édité également par *Hirzel* (1957) de 66 p.

[2] Degrois (M.) et Badilian (B.). Phénomène de relaxation au sein de solutions soumises à un rayonnement ultrasonore. *C. R. Acad. Sci.* Fr. (1962), **254**, pp. 231-233.

[3] Richards (W. T.). An intensity gauge for « Supersonic » radiation in liquids. (Une jauge d'intensité pour la radiation « supersonique » dans les liquides.) *Proc. Nat. Acad. Sci.*, U. S. A., (1929), **15**, pp. 310-314.

[4] Pinoir (R.). Mesure relative de la puissance ultrasonore dans l'eau. *J. Chim. Phys. Fr.* (oct. 1947), **44**, n° 10, pp. 254-260.

[5] Ots (I.). Métrologie des ultrasons. *Publications A. C. E. C.*, Belg. (1952), pp. 6-14.

[6] Degrois (M.). Propositions de normalisation de l'expression de la puissance fournie par un projecteur à ultrasons. *Ann. Télécommunic. Fr.* (avril 1954), **9**, n° 4, pp. 99-102.

[7] Fry (H. J.) et Fry (R. B.). Determination of absolute sound levels and acoustic absorption coeffcients by thermocouple probes — Theory. (Détermination des niveaux sonores absolus et des coefficients d'absorption acoustique à l'aide de thermocouples — Théorie.) *J. acoust. Soc. Amer.*, U. S. A. (mai 1954), **9**, n° 4, pp. 294-310.

— Determination of absolute sound levels andacoustic absorption coefficients by thermocouple probes. — Expériment. — (Détermination des niveaux sonores absolus et des coefficients d'absorption acoustique à l'aide de thermocouples. — Expérimentation.) *J. Acoust. Soc. Amer.*, U. S. A. (mai 1954), **9**, n° 4, pp. 311-317.

[8] Dunn (F.), Fry (R. B.). Precision calibration of ultrasonic fields by thermoelectric probes. (Calibration précise de champs ultrasonores par des sondes thermoélectriques.) *I. R. E. Trans.* UE, U. S. A. (1957), **5**, pp. 59-65.

[9] Henry (G. E.). Ultrasonic output power measurements in liquids. (Mesures dans les liquides de la puissance ultrasonore de sortie.) *I. R. E. Trans.* UE, U. S. A. (1957), **5**, pp. 17-32.

[10] Frensdorff (H. K.) et Clark (H. M.). Oxydation par ultrasons de solutions d'iodure de potassium. *J. Chim. Phys.*, Fr. (1950), **47**, pp. 399-401.

[11] Dognon (A.). Les ultrasons et leurs applications. *P. U. F.*, Paris (1953), 181 p.

[12] Renaud (P.). Sur quelques propriétés physiques et chimiques de la cavitation ultrasonore. *J. Chim. Phys. Fr.* (1951), **48**, n° 7-8, pp. 336-338.

[13] Prudhomme (R. O.) et Grabar (P.). De l'action chimique des ultrasons sur certaines solutions aqueuses. *J. Chim. Phys. Fr.* (1949), **46**, n° 7-8, pp. 323-331.

[14] Weissler (A.), Cooper (H. W.), Snyder (S.). The chemical effects of ultrasonic irradiation : reaction between carbon tetrachloride and water. (Les effets chimiques de l'irradiation ultra-sonore : réaction entre le tétrachlorure de carbone et l'eau.) *J. Amer. Soc.* (1950), **72**, pp. 1769-1775.

[15] Gueguen (H.). Recherches sur les effets chimiques suscités par les ultrasons dans les solutions aqueuses de quelques halogénures. Thèse, *Masson* Paris (1964), 47 p.

[16] Boll (M.). Mémento du chimiste. *Dunod*, Paris (1949). 762 p.

[17] Kudriavtsev (B. B.). The velocity of sound in liquids, liquid mixtures and solutions. (La vitesse du son dans les liquides, les mélanges et les solutions.) *J. Acoust. Acad. Sci. U. S. S. R.* (1956), **2**, n° 2, pp. 172-178.

[18] Lindsay (P.). Mechanical radiations. (Mécanique des vibrations.) McGraw Hill, New York (1960), 415 p.

[19] Meyer (E.) et Skudrzyk (E.). Uber die Akustischen Eigenschaften von Gasblasenschleiern in Wasser. (Sur les propriétés acoustiques d'écran des bulles de gaz dans l'eau.) *Acustica* Dtsch. (1953), **3**, pp. 434-440.

[20] Devin (C.). Survey of thermal, radiation and viscous damping of pulsating air bubbles in water. (Vue d'ensemble : l'amortissement de bulles d'air pulsantes dans l'eau par suite d'effets thermiques, d'effets de radiation et de viscosité. *Rapport D. T. M. B.* U. S. A. (1959), n° 1329.

[21] Spitzer (L.). Acoustical properties of gaz bubbles in a liquid. (Propriétés acoustiques des bulles de gaz dans un liquide.) *Rapport N. D. R. C.* U. S. A. (1943), n° 6-1. Sér. 20-918.

[22] Exner (M. L.) et Hampe (W.). Experimental determination of the damping of pulsating air bubbles in water. (Détermination expérimentale de l'amortissement des bulles d'air pulsantes dans l'eau.) *Acustica* Dtsch. (1953), **3**, pp. 67-72.

[23] Richards (W. E.) et Loomis (A. L.). The chemical effects of high frequency sound waves. I. A preliminary survey. (Les effets chimiques des ondes sonores de haute fréquence. I. Vue d'ensemble préliminaire.) *J. Am. Chem. Soc.* (1927), **49** pp. 3086-3100.

[24] Pohlman (R.). Probleme der Ultraschall — übertragung in Erhitzten. Flüssigkeiten. (Problème des ondes ultra-sonores — Transmission dans des liquides chauffés.) *Acustica* (1960), Dtsch n° 10, pp. 229-237.

[25] Adams (Mc. W. H.). Transmission de la chaleur. *Dunod*, Paris (1961), 585 p.

[26] Busnel (R. G.) et Picard (D.). Remarques sur les causes d'erreurs et les divergences de résul-

tats dans l'oxydation de l'IK par les ultrasons. *J. Chim. Phys. Fr.* (1953), **50**, pp. 102-106.

[27] Prudhomme (R. O.). Luminescence provoquée par les ultrasons dans les liquides. *I. Chim. Phys. Fr.* (1949), **46**, nº 7-8, pp. 318-322.

[28] Weissler (A.). Depolymerization by ultrasonic irradiation : the role of cavitation. (Dépolymérisation par une irradiation ultrasonore : le rôle de la cavitation.) *J. Applied Phys.* U.S.A. (1950), **21**, nº 2, pp. 171-173.

[29] Griffing (V.). The chemical effects of ultrasonics. (Les effets chimiques des ultrasons.) *J. Chim. Phys.* U. S. A. (1952), **20**, nº 6, pp. 939-942.

[30] Rosenberg (L. D.) La génération et l'étude des vibrations ultrasonores de très grande intensité. *Acustica*, Dtsch., (1962) **1**, pp. 40-49.

[31] Jarman (P.). Measurements of sonoluminescence from pure Liquids and some aqueous solutions. (Mesure de la sonoluminescence de liquides purs et de quelques solutions aqueuses.) *Proc. Phys. Soc.* G. B. (1959), **73**, nº 472, pp. 628-640.

[32] Polotsky (I. G.). Luminescence des liquides dans un champ ultrasonore (en russe). *J. Phys. Chem., U. R. S. S.* (1948), **7**, nº 22, pp. 787-792.

[33] Karpovich (J.). Reaction of aqueous chloroform with ultrasound. (Réaction de chloroforme aqueux à l'aide des ultrasons.) *J. acoust. Soc. Amer.* U. S. A. (1958), **30**, p. 678

[34] Frenzel (H.) et Schultes (H.). Luminescenz in ultraschallbeschickten Wasser. (Luminescence de l'eau au cours d'une irradiation ultrasonore.) *Z. für. Phys. chem.* Dtsch. (1934), **27**, pp. 421-424.

[35] Chambers (L. A.). The emission of visible light from pure liquids during acoustic excitation. (L'émission de lumière visible par des liquides purs lors de l'excitation acoustique.) *Phys. Review* U. S. A. (1936), **49**, p. 881.

[36] Weyl (W. A.) et Marboe (E. C.). Some mechanochemical properties of water. (Quelques propriétés mécano-chimiques de l'eau.) *Research* U. S. A. (1949), **2**, pp. 19-28.

[37] Frenkel (J.). On electrical phenomena associated with cavitation due to ultrasonic vibrations in liquids. (Phénomènes électriques liés à la cavitation due à des vibrations ultrasonores dans des liquides.) *Acta Physicochim.* (U. S. S. R.) (1940), **12**, pp. 317-322.

[38] Noltingk (B. E.) et Neppiras (E. A.). Cavitation produced by ultrasonics. (Cavitation produite par les ultrasons.) *Proc. Phys. Soc.* G. B. (1950), **63**, pp. 674- 685.

[39] Griffing (V.) et Sette (D.). Luminescence produced as a result of intense ultrasonic waves. (Luminescence produite par des ondes ultrasonores de forte intensité.) *J. Chem. Phys.* U. S. A. (1955), **23**, pp. 503-509.

[40] Lewschin (V. L.) et Rschevkin (S. N.). On the mechanism of luminescence in liquids under ultrasonic treatment. (Mécanisme de la luminescence dans des liquides soumis à un traitement ultrasonore.) *C. R. Acad. Sci. U. R. S. S.* (1937), **16**, nº 8, pp. 399-404.

[41] Harvey (E. N.). Sonoluminescence and sonic chemiluminescence. (Sonoluminescence et sonochimiluminescence.) *J. Am. chem. Soc.* U. S. A. (1939), **61**, pp. 2392-2398.

[42] Lindström (O.). Physico-chemical aspects of chemically active ultrasonic cavitation in aqueous solutions. (Aspects physico-chimiques de la cavitation ultra-sonore chimiquement active dans les solutions aqueuses.) *J. Acoust. Soc. Amer.* U. S. A. (1955) **27**, nº 4, pp. 654-671.

[43] Euler (L.). Théorie plus complète des machines qui sont mises en mouvement par la réaction de l'eau. *Hist. Acad. Roy.*, Berlin (1754).

[44] Reynolds (O.). Experiments showing the boiling of water in an open tube at ordinary temperatures. (Expériences présentant l'ébullition de l'eau dans un tube ouvert aux températures ordinaires.) *Sciences* G. B. (1901), **2**, pp. 578-587.

[45] Silberrad (O.). Propeller Erosion (Érosion des hélices.) *Engineering* G. B. (1912), **93**, pp. 33-35.

[46] Ramsay (W.) The corrosion of bronze propeller blades. (La corrosion de pales d'hélices en bronze.) *Engineering* G. B. (1912), **93**, pp. 687-690.

[47] Lord Rayleigh (O. M.). On the pressure developed in a liquid during the collapse of a spherical cavity. (Pression produite dans un liquide lors de l'effondrement d'une cavité sphérique.) *Phil. Mag.* G. B. (1917), **34**, pp. 94-98.

[48] Parsons (C. A.) et Cook (S. S.). Investigations into the causes of corrosion or erosion of propellers. (Recherches des causes de la corrosion ou de l'érosion des hélices.) *Engineering* G. B. (1919), **207**, pp. 501-516.

[49] Rasmussen (R. E. H.). Some experiments on cavitation érosion in water mixed with air. (Quelques expériences sur l'érosion par la cavitation dans l'eau mélangée à l'air.) *Symposium on cavitation in hydrodynamics*, G. B. (1956) **20**, pp. 1-25.

[50] Gaines (N.). A magnetostriction oscillator producing intense audible sound and some effects obtained. (Un oscillateur à magnétostriction produisant des sons audibles intenses : quelques effets obtenus.) *Physics* G. B. (1932), **3**, nº 5, pp. 209-229.

[51] Kerr (L. S.). Determination of the relative resistance to cavitation erosion by the vibratory method. (Détermination par la méthode vibratoire de la résistance relative à l'érosion par cavitation.) *Trans. Amer. Soc. Mech. Eng.* (1937), **59**, pp. 373-397.

[52] Ackeret (J.) et de Haller (P.). Ueber die Zerstörung von Werkstoffen durch Tropfenschlag und Kavitation. (Destruction de matériaux par l'impact de gouttes et la cavitation.) *Schweiz. Bauztz.* Dtsch. (1936), **108**, pp. 105-106.

[53] Shalnev (K. K.). Experimental study of the intensity of erosion due to cavitation. (Étude expérimentale de l'intensité de l'érosion due à la cavitation.) *Symposium on cavitation in hydrodynamics*, G. B. (1956), **22**, pp. 1-37.

[54] Knapp (R. T.). Cavitation mechanics and its relation to the design of hydraulic equipment. (Mécanique de la cavitation : ses rapports avec la conception des équipements hydrauliques.) *Trans. Inst. Mech. Eng.* U. S. A. (1952), **166**, p. 150.

[55] Eisenberg (P.). A critical review of recent progress in cavitation research. (Revue critique des progrès récents dans les recherches sur la cavitation.) *Symposium on cavitation in hydrodynamics*, G. B. (1956), **1**, pp. 1-15.

[56] Kornfeld (M.) et Suvorov (L.). On the destructive action of cavitation. (Action destructrice de la cavitation.) *J. Phys. U. S. S. R.* (1944), **8**, nº 3, pp. 171-181.

[57] Ostroumov (G. A.). On the mechanism of cavitation destruction. (Mécanisme de destruction par la cavitation.) *Sov. Phys. Acoustics* U. S. A. (1963), **2**, pp. 170-164.

[58] Petracchi (G.). Intorno all' interpretazione del processo di corrosione per cavitazione. (Interprétation du processus de corrosion par cavitation.) *La Metallurgica Italiana* (1949), **1**, pp. 1-6.

[59] Nechleba (M.). Das Problem der Kavitation. (Le problème de la cavitation.) *Maschinenbautechnik* Dtsch. (1955), **2**, p. 81.

[60] Callis (G. T.). A suggested mechanism of erosion

damage. (Proposition d'un mécanisme de l'érosion.) *Symposium on cavitation in hydrodynamics*, G. B. (1956), **18**, pp. 1-11.

[61] Beeching (R.). Resistance to cavitation erosion. (Résistance à l'érosion par cavitation.) *Trans. Instn. Engrs. Shipbuilders Scotl.* G. B. (1942), **85**, pp. 210-238.

[62] Harvey (E. N.). Bubble formation in liquids. (Formation de bulles dans les liquides.) *Medical Physics* U. S. A. (1950), **2**, pp. 137-150.

[63] Güth (W.). Zur Entstehung der Stosswellen bei der Kavitation. (Production d'ondes de choc lors de la cavitation.) *Acustica* Dtsch. (1956), **6**, pp. 526-431.

[64] Kuttruff (H.). Ueber den zusammenhang zwischen der Sonolumineszenz und der Schwingungskavitation in Flussigkeiten. (Rapport entre la sonoluminescence et la cavitation oscillante dans les liquides.) *Acustica* Dtsch. (1962), **12**, pp. 230-254.

[65] Marinesco (N.). I. Propriétés piézo-chimiques, physiques et biologiques des ultrasons, *Hermann*, Paris (1937), 51 p.

[66] Fitzgerald (M. E.), Griffing (V.). Sullivan (J.). Chemical effects of ultrasonics — « Hot Spot » Chemistry. (Les effets chimiques des ultrasons — « chimie du point chaud ».) *J. chem. Phys.* U. S. A. (1956), **25**, pp. 926-933.

[67] Crewdson (E.). Cavitation. *The Engineer* (1956) B, **23**, pp. 122-123.

[68] Wheeler (W. H.). Mechanism of cavitation erosion. (Mécanique de l'érosion par cavitation.) *Symposium of cavitation hydrodynamic*, G. B. (1956), **21**, pp. 1-31.

[69] Konstantinov (V. A.). Les décharges électriques dans la cavitation (en russe). *Dokl. Akad. Nauk. U. R. S. S.* (1947), **56**, pp. 259-260.

[70] Degrois (M.) et Badilian (B.). Étude sur l'érosion produite par un rayonnement ultra-sonore haute fréquence. *C. R. Acad. Sci.* Fr. (1963), 257, pp. 3333-3335.

[71] Degrois (M.), Baldo (P.) et Baldilian (B.). Déter-du diamètae maximal des bulles pulsantes sous l'effet d'un rayonnement ultrasonore. *C. R. Acad.* Fr. (1965), 261, pp. 5338-5341.

[72] Degrois (M.), Badilian (B.), et Baldo (P.). Les pertes thermodynamiques dans les bulles de cavitation ultrasonore. *C. R. Acad. Sci. Fr.*, (1966), **262**, pp. 326-329.

[73] Degrois (M.). Phénomènes de relaxation des cavitations ultrasonores. *Thèse*, Faculté des Sciences, Paris (mai 1966), 62 p., 18 fig., bibl. 70 réf.

Imprimerie Taffin-Lefort, à Lille (France). — *Published in France.*

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Sonoluminescence

Vu et approuvé .
Paris, le 9 mai 1966
Le Doyen de la Faculté des Sciences,
M. Zamansky.

Vu et permis d'imprimer
Le Recteur de l'Académie de Paris.
Jean Roche